

Ladungstransport in dünnen metallischen Filmen

vom Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

Dissertation

von

Amin Bannani

geb. am 14.06.1977
in Velbert.

Essen 2007

II

Referent: Prof. Dr. R. Möller

Koreferent: Prof. Dr. A. Wucher

Tag der Einreichung: 13.02.2007

Tag der mündlichen Prüfung: 24.04.2007

1	Einleitung.....	1
2	Grundlagen.....	5
2.1	Rastertunnelmikroskopie (RTM).....	5
2.2	Potentiometrie.....	9
2.2.1	Experimenteller Aufbau.....	9
2.2.2	Die 4-Punkt Methode.....	12
2.2.3	Thermische Beiträge zum elektrochemischen Potential.....	15
2.3	Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM).....	16
2.3.1	Experimenteller Aufbau.....	16
2.3.2	Wirkungsweise des Energiefilters	18
3	Experimenteller Aufbau.....	23
3.1	Das Nanoprobe System.....	24
3.1.1	Nanoprobe RTM.....	24
3.1.2	Präparationskammer	29
3.2	Besondere Designs.....	30
3.2.1	Probenträger.....	30
3.2.2	Ablenkplatten für Ionen	31
3.2.3	Variables Maskensystem (FEDCOM).....	33
3.2.4	Twin-Tip	34
3.3	Tunnelspitzen.....	35
4	Präparation ultradünner Filme	39
4.1	Silizium Präparation	40
4.1.1	Si(100)	40
4.1.2	Si(111)	43
4.2	Bi-Filme auf Silizium	45
4.2.1	Bi auf Si(111).....	46
4.2.2	Bi auf Si(100).....	51
4.3	Ag-Filme auf Silizium	56
4.3.1	Ag auf Si(111)	57
4.3.2	Ag auf Si(111): Nano-Kristallite	60
4.3.3	Ag auf Si(100)	64
4.3.4	Ag auf Si(100): Nanodrähte.....	68
4.3.5	Vergleich beider Systeme	72
5	Ergebnisse und Diskussion	75
5.1	Potentiometrie.....	75
5.1.1	Film Strukturierung.....	75
5.1.2	Potentiometrie: Bi auf Si.....	79
5.1.3	Thermospannung: Bi auf Si	87
5.1.4	Potentiometrie: Fehlerquellen.....	93
5.1.5	Potentiometrie: Ag auf Si	96
5.1.6	Thermospannung: Ag auf Si	101
5.1.7	Potentiometrie: Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion	103
5.1.8	Diskussion.....	110
5.2	BEEM	117
5.2.1	Film Strukturierung.....	117
5.2.2	BEEM: C ₆₀ auf Bi/Si.....	118
5.2.3	BEEM PTCDA-Bi/Si.....	127
5.2.4	Diskussion.....	129
6	Zusammenfassung	131
7	Ausblick	133
8	Literaturverzeichnis	137

Kurzfassung

In dieser Arbeit wurden die verschiedenen mikroskopischen Beiträge des elektrischen Widerstands zum makroskopischen Widerstand in einem elektrischen Leiter auf Nanometerskala untersucht. Dabei wurde der Transport der Elektronen parallel und senkrecht zur Oberfläche betrachtet.

Um den elektronischen Transport parallel zur Oberfläche zu analysieren, wurde die Rastertunnel-Potentiometrie verwendet. Mit ihr lassen sich die mikroskopischen Widerstandsbeiträge lokal auflösen und vom elektrischen Gesamtwiderstand isoliert untersuchen. Als elektrische Leiter wurden Wismut- und Silberfilme verwendet, die mit einer Dicke von bis zu 20 Monolagen auf einem Silizium-Substrat epitaktisch gewachsen sind.

In den epitaktischen Bereichen der Wismut- und Silberfilme ist ein mikroskopischer Beitrag zum elektrischen Widerstand durch Stöße der Elektronen mit Phononen gegeben. Weitere wichtige Beiträge zum elektrischen Widerstand ergeben sich durch Streuung der Elektronen an Stufen des Silizium-Substrats und an Korngrenzen im Metallfilm. Aus der Analyse wurde ein spez. Stufen- und Korngrenzenwiderstand bestimmt.

In einem weiteren System, der leitfähigen $\text{Si}(111)-\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag rekonstruierten Oberfläche, wird der elektrische Widerstand durch Streuung der Elektronen an atomaren Substratstufen und an Domänengrenzen dominiert.

Für die Analyse des elektronischen Transports senkrecht zur Oberfläche wurde die Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM) verwendet. Es wurde gezeigt, dass das System Wismut auf $\text{Si}(100)$ für BEEM Experimente sehr gut geeignet ist. Mit dieser Methode konnte der ballistische Transport durch die beiden organischen Moleküle C_{60} und PTCDA untersucht werden, die auf dem Wismutfilm aufgebracht wurden. Hierdurch konnten die spezifischen Pfade der ballistischen Elektronen durch die Moleküle erstmalig identifiziert werden. Eine Signatur im BEEM Strom konnte für beide Moleküle auf den LUMO + 1 Zustand zurückgeführt werden. Es wurden einzelne C_{60} Moleküle identifiziert, bei denen die Transmission der ballistischen Elektronen genauso groß ist wie auf den unbedeckten Wismutbereichen

Abstract

In this work, the different microscopic contributions to the macroscopic resistivity in an electric conductor were analysed on the nanometer scale. It was distinguished whether the transport of electrons occurs parallel or perpendicular to the surface.

To analyse the electronic transport parallel to the surface, Scanning Tunneling Potentiometry was performed. This method allows to resolve the local microscopic contributions to the resistivity and to isolate their contribution from the global electric resistivity. As electric conductor, thin epitaxial bismuth and silver films with a thickness of up to 20 monolayers grown on a silicon single crystal were analysed.

The microscopic contributions to the electric resistivity in the epitaxial regions of the film were dominated by electron-phonon scattering. It turned out that scattering of the electrons at substrate steps and at grain boundaries within the metal film contribute to the resistivity as well. A specific step and grain boundary resistivity was determined.

For an additional system, the conducting $\text{Si}(111)-\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Ag}$ surface reconstruction, the electric resistivity was dominated by scattering of the electrons at atomic substrate steps and domain boundaries.

For the analysis of the electronic transport perpendicular to the surface, Ballistic Electron Emission Microscopy (BEEM) was applied. It could be shown that bismuth on a (100) oriented silicon single crystal substrate is a well suited system for BEEM experiments. This method was used to study the ballistic transport of electrons through the organic molecules C_{60} and PTCDA, deposited onto the bismuth film. Specific pathways for the ballistic transport of electrons could be identified. The contribution in the BEEM current could be attributed to the LUMO + 1 state for both molecules. Individual C_{60} molecules could be identified; they exhibit a transmission for the ballistic electrons which is almost as high as for the bare bismuth surface.

1 Einleitung

Es ist bekannt, dass der elektrische Widerstand einer rechteckigen 3 dimensionalen Leiterbahn proportional zu ihrer Länge (L) und umgekehrt proportional zu ihrer Querschnittsfläche (A) ist.

$$R = \rho \frac{L}{A}. \quad (1)$$

Dabei ist der spezifische Widerstand ρ eine Materialkonstante, unabhängig von den lateralen Dimensionen des Leiters. Sein Kehrwert $\sigma = 1/\rho$ heißt elektrische Leitfähigkeit. Wie klein muss man L und A nun machen, so dass dieses ohmsche Verhalten nicht mehr gilt?

Seit einigen Jahren ist es möglich geworden, Leiterbahnen mit Strukturen kleiner als die freie Weglänge der Elektronen herzustellen. Dadurch lässt sich diese Frage auch experimentell untersuchen, was zu einem bedeutenden Fortschritt in dem Verständnis um den elementaren Widerstand auf mikroskopischer Ebene führt.

Die Experimente dieser Arbeit befassen sich mit dieser Fragestellung. Gesucht werden die elementaren Beiträge zum elektrischen Widerstand. Hierzu werden Leiterbahnen untersucht, die nahezu ideal gewachsen wurden, d.h. die in ihrer kristallinen Anordnung dem idealen Festkörper ähneln.

Die Arbeiten wurden im Vakuum durchgeführt, um Defekte und Verunreinigungen auf dem Film zu minimieren. Die Querschnittsfläche A der gewachsenen Filme wurde in einer Dimension begrenzt, indem die Dicke des Films ($A = \text{Breite} \times \text{Dicke}$) auf wenige Nanometer beschränkt wurde. Diese Filme, die auf einem Substrat aufgewachsen werden, bezeichnen wir als ultradünn, da sie nur aus einigen atomaren Lagen bestehen.

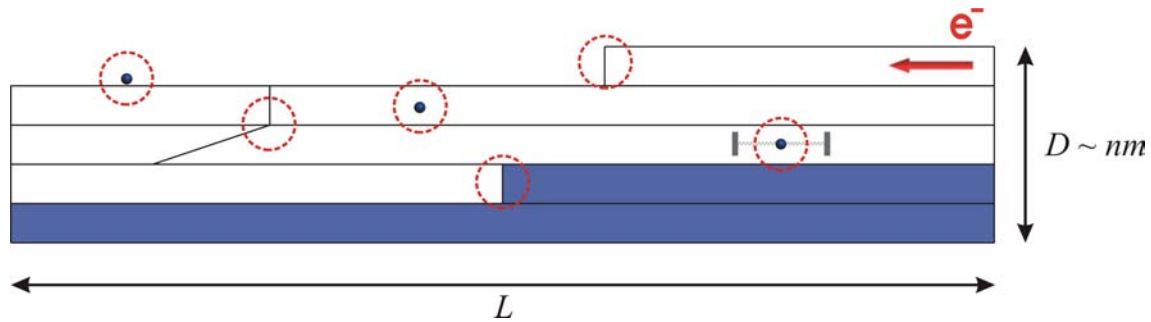


Abb. 1 Schematische Darstellung der ultradünnen Leiterbahn:
 Die Leiterbahn (weiß) ist auf einem Substrat (blau) aufgewachsen. Mit eingezeichnet sind mögliche Streuer wie z.B. (v.r n.l.) Phononen, atomare Stufen auf der Leiterbahn, Substratstufen, eingeschlossene Defekte, Korngrenzen und Adsorbate.

Welche elementaren Beiträge zum elektrischen Widerstand kann man erwarten? Legt man eine externe Spannung an die Leiterbahn an (Abb. 1), so werden Elektronen im elektrischen Feld beschleunigt und es fließt ein elektrischer Strom. Folgende Beiträge zum elektrischen Widerstand sind zu beachten:

- Stöße der Elektronen mit Phononen,
- Stöße der Elektronen an Korngrenzen,
- Stöße der Elektronen an Defekten.

Erfolgen diese Stöße inelastisch, so führt dies zu einem Energieverlust, zur Energiedissipation. Im ultradünnen Film können sich auf Grund der eingegrenzten Dimensionen zusätzliche Beiträge zur Energiedissipation an den Grenzflächen ergeben. So können Substratstufen als zusätzliche Streuer fungieren und zu einem Energieverlust der Elektronen führen. An der Grenzfläche zum Vakuum können Adsorbate auf der Leiterbahn zu Stößen mit Elektronen führen. Ein weiterer Effekt lässt sich an der Grenzfläche zum Vakuum an atomaren Stufen erwarten, denn diese sind in ultradünnen Filmen nicht mehr zu vernachlässigen. Wie groß ist also der Beitrag einer einzelnen atomaren Stufe auf der Leiterbahn zum Gesamtwiderstand?

Um die einzelnen Beiträge zum Gesamtwiderstand zu untersuchen, muss zum einen eine Methode verwendet werden, die auf Strukturen in der Größenordnung von atomaren Stufen sensitiv ist. Zum anderen muss die Methode in der Lage sein, kleinste Beiträge zur Energiedissipation zu messen.

Hierzu wurden zwei Verfahren verwendet, die auf der Rastertunnelmikroskopie (RTM) basieren. Durch die Rastertunnelmikroskopie ergibt sich ein Auflösungsvermögen im atomaren Bereich. Die jeweilige Finesse der beiden Verfahren

ist dabei auf Elektronen mit unterschiedlichen Eigenschaften sensitiv. Zu diesen Eigenschaften gehören unter anderem die Bewegungsrichtung der Elektronen durch die Leiterbahn und die Elektronenenergie.



Abb. 2 Injektionspfade der Elektronen:

a) in der Potentiometrie. Die Elektronen werden parallel zur Oberfläche bewegt.

b) in der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM). Die Elektronen werden senkrecht zur Oberfläche injiziert.

Als erste Methode wurde die Rastertunnel-Potentiometrie, oder kurz Potentiometrie verwendet. Auf ihr liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit. Sie ist sensitiv auf Änderungen der elektrochemischen Potentiale in der Leiterbahn und liefert Auflösungen bis zu $1\mu V/1nm$. Diese Methode wurde verwendet um Beiträge zur Dissipation entlang $k_{||}$ zu untersuchen (Abb. 2a).

Als zweite Methode wurde die „Ballistische Elektronen Emission Mikroskopie“ (BEEM) verwendet. Bei ihr handelt es sich ebenfalls um ein RTM – Derivat, sie filtert die Verlustmechanismen der Elektronen entlang k_{\perp} heraus (Abb. 2b).

Beide Methoden sind zur Messung kleinster Änderungen in der Energiebilanz der Elektronen ausgelegt. Auf Grund ihrer nahen Verwandtschaft zur Rastertunnelmikroskopie handelt es sich um ein abbildendes Verfahren, wobei zeitgleich zur Topografie der Probe eine Dissipationskarte aufgezeichnet wird. Hierdurch lässt sich die Struktur der Probe mit Energieverlustmechanismen in Zusammenhang bringen.

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Im ersten Kapitel werden die experimentellen Methoden genauer beschrieben. Hierzu wird mit der Rastertunnelmikroskopie als Standardmethode begonnen. Anschließend wird die Potentiometrie als Erweiterung zur Rastertunnelmikroskopie beschrieben. Es wird auf zusätzliche Potentiale eingegangen, die sich auf Grund eines Temperaturunterschieds zwischen Tunnelspitze und Probe ergeben. Diese Potentiale

werden Thermospannung genannt. Die Thermospannung tritt als Messsignal immer neben der Potentiometrie auf und muss erkannt werden, um sie vom eigentlichen Dissipationsmechanismus separieren zu können. Als zweite Erweiterung zur Rastertunnelmikroskopie wird das Prinzip der Ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM) erläutert und ihre Funktionsweise erklärt.

Anschließend wird der experimentelle Aufbau vorgestellt. Hierbei wird vor allem das verwendete Rastertunnelmikroskop, ausgerüstet mit 3 unabhängigen Rastertunnel-Einheiten, beschrieben. Ein weiterer wichtiger Bestandteil dieses Kapitels ist die Beschreibung der wesentlichen Neuentwicklungen, die für die erfolgreiche Anwendung der verwendeten Methoden notwendig sind.

Im dritten Kapitel wird die Präparation der hochreinen, ultradünnen Filme beschrieben. Dabei wird besonders auf die Morphologie des Wachstums, wie z.B. Wachstumsmodi, Korngrenzen, Versetzungen/Verspannungen etc. eingegangen.

Im vierten Kapitel wird am Beispiel dieser Filme zunächst die Energiedissipation der Elektronen entlang k_{\parallel} beschrieben. Dies geschieht mittels der Potentiometrie. Dabei werden die gefundenen Effekte anhand der jeweils untersuchten Systeme vorgestellt. Es wird auch gezeigt, welchen Einfluss die Thermospannung auf die Messungen hat und wie sie von der Potentiometrie getrennt werden kann.

Das fünfte Kapitel befasst sich mit den Elektronen die entlang k_{\perp} gestreut werden. Die Analyse erfolgt mittels BEEM. Ein wesentlicher Schwerpunkt liegt hier auf der Dissipation der Elektronen beim Durchqueren von Adsorbaten (Moleküle), die auf dem ultradünnen Film aufgebracht wurden.

Im letzten Kapitel ist eine Zusammenfassung angeführt, die kurz alle gefundenen Beiträge zur Energiedissipation der Elektronen aufzählt. Zusätzliche Effekte werden ebenfalls kurz diskutiert. Es schließt sich ein Ausblick auf weitere Untersuchungsmöglichkeiten an.

2 Grundlagen

Die Rastertunnelmikroskopie gehört heute zu einer weit verbreiteten Standardmethode in der Oberflächenphysik. In den nachfolgenden Abschnitten sollen die grundlegenden Prinzipien der Rastertunnelmikroskopie und der verwendeten Methoden vorgestellt werden, um die nötigen Handwerkzeuge zum weiteren Verständnis der experimentellen Ergebnisse bereitzustellen.

2.1 Rastertunnelmikroskopie (RTM)

Bei der Rastertunnelmikroskopie (Binning & Rohrer, 1982a,1983) * bringt man eine metallisch leitende Spitze in die Nähe einer metallischen Probe und legt zwischen Spitze und Probe eine elektrische Spannung an. Reduziert man die Entfernung zwischen Spitze und Probe auf einige zehntel Nanometer, so findet aufgrund des quantenmechanischen Tunneleffekts ein Ladungstransfer statt. Den resultierenden Strom zwischen Spitze und Probe nennt man Tunnelstrom. Die Spitze im Tunnelabstand nennt man Tunnelspitze. Die Größe des Tunnelstroms hängt von der angelegten Spannung - der Tunnelspannung - und exponentiell vom Abstand z zwischen Tunnelspitze und Probe ab (Binning & Rohrer, 1982b):

$$I_t \propto \exp(-2\kappa z), \quad (2.1.1)$$

bzw.

$$\sigma_{tunnel} \propto \exp(-2\kappa z) \quad (2.1.2)$$

wenn σ_{tunnel} die Leitfähigkeit des Tunnelwiderstands bezeichnet und κ eine Abfallrate.

Die Abfallrate κ ist dabei gegeben durch:

$$\kappa = \frac{\sqrt{2m\Phi}}{\hbar}, \quad (2.1.3)$$

* Das RTM wurde von G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber und E. Weibel am IBM Forschungszentrum Rüschlikon (Schweiz) im Jahre 1981 vorgestellt. Sie präsentierten als erste eine Methode zur direkten Abbildung einzelner Atome. Binning und Rohrer bekamen 1986 für Ihre Arbeiten auf diesem Gebiet den Nobelpreis verliehen, den sie sich zur Hälfte mit Ernst Ruska vom Fritz-Haber-Institut in Berlin (Deutschland) teilen.

mit Φ als (lateral konstante)[†] Austrittsarbeit der Probenoberfläche und m als freie Elektronenmasse.

Bewegt man die Spitze über die Probe, und hält dabei den Tunnelstrom und die Tunnelspannung (U_{ext}) konstant, so erhält man eine Kontur der Probe in Bewegungsrichtung („constant-current-modus“). Führt man dann die Spitze entlang eines zwei dimensional Rasters über die Probe und protokolliert ihren Abstand z zur Probe, so erhält man eine Realraum-Abbildung der Probenoberfläche, ihre Topografie.

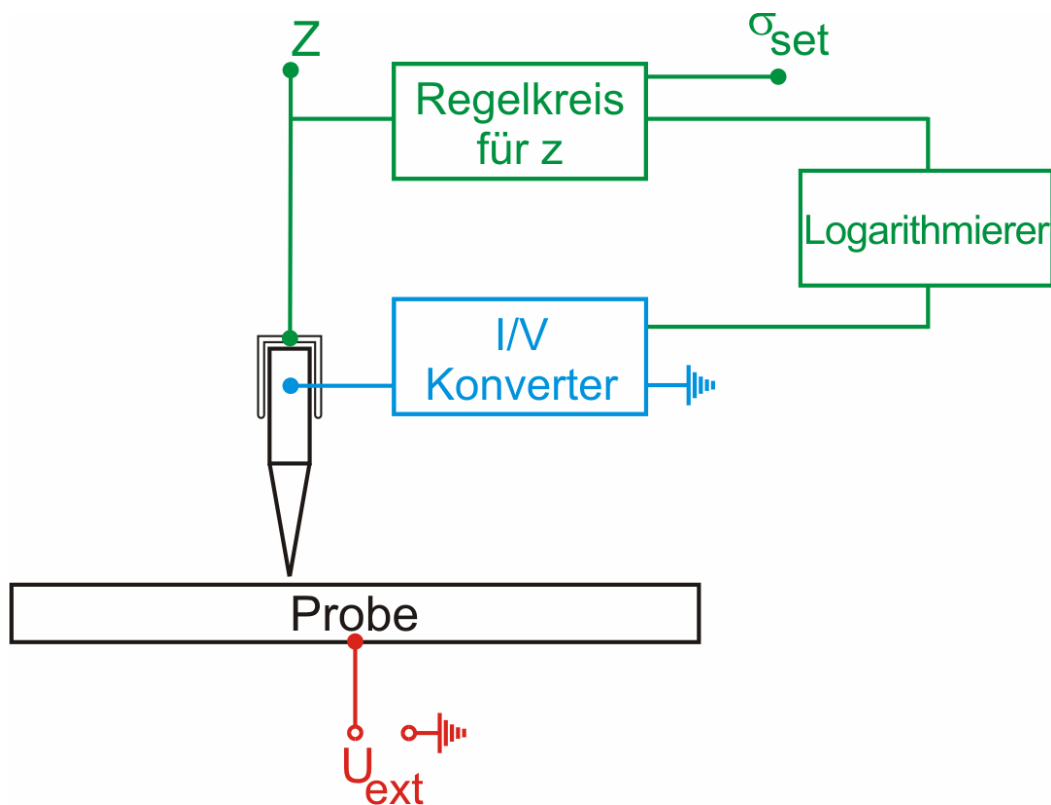


Abb. 3 Schematische Zeichnung eines Rastertunnelmikroskops:

Eingezeichnet sind die Regeleinheiten für den Abstand z . Die Probe wird über U_{ext} auf Spannung gelegt. Der Regelkreis für z kontrolliert ein Stellwerk (Piezokristall). Der Vergleich des Istwerts des Tunnelstroms mit seinem Sollwert entscheidet darüber, ob der Abstand z zwischen Spitze und Probe vergrößert oder verkleinert wird.

Der Tunnelstrom zwischen Spitze und Probe ist klein; d.h. in der Größenordnung von einigen pA bis einigen nA. Um das Signal zu einer Abstandsregelung zu verwenden ($\Delta z = 1 \text{ \AA}$ ändert I_t um eine Größenordnung), muss es aufbereitet werden. Hierzu wird es in einem I/V Konverter verstärkt und in eine Spannung umgewandelt. Anschließend wird das Signal in einem Logarithmierer gleichgerichtet und logarithmiert um eine lineare Abhängigkeit des Stroms zum Abstand z zu erhalten. Ein Regelkreis für z

[†] In der Näherung von Tersoff und Hamann (Tersoff & Hamann, 1983,1985) wird Φ als lateral uniform angenommen, d.h. es hängt nicht von der lateralen Position (x,y) ab und dass Φ der Austrittsarbeit der Elektronen aus der Probenoberfläche entspricht.

kontrolliert über ein Stellwerk den Abstand z zwischen Spitze und Probe (Abb. 3). Mit ihm wird der Tunnelstrom durch geeignete Wahl des Abstands nahe am Sollwert σ_{set} gehalten. Ist der Messwert für den Tunnelstrom zu gering, so wird die Spitze näher an die Probe herangeführt. Ist der Tunnelstrom zu hoch, so wird der Abstand vergrößert. Die Änderung des Abstandes wird protokolliert und ihr Wert zu jedem Punkt des zwei-dimensionalen Rasters dargestellt.

Abhängig von der Polarität der Tunnelspannung gibt diese Abbildung der Oberfläche die besetzten (positiver Pol an der Spitze) oder die unbesetzten (negativer Pol an der Spitze) Zustände der Probe wieder. Das RTM Bild bildet dabei die Flächen konstanter Zustandsdichte ab. Hieraus ergeben sich einige wichtige Schlussfolgerungen für den Tunnelprozess in unterschiedliche (nicht zwangsläufig metallische) Proben-Oberflächen.

Beim Tunnelprozess in Metalloberflächen gibt es ein kontinuierliches Band von energetisch besetzbaren Zuständen. Bringt man die Spitze auf einer solchen Probe in einem konstanten Abstand z in Position, und variiert die Tunnelspannung, so können Elektronen zu jeder Energie einen freien Zustand im Metall finden. Es ergibt sich ein linearer Verlauf des Tunnelstroms. Solche Messkurven, bei denen man den Strom als Funktion der Spannung aufnimmt, bezeichnet man als $I(V)$ -Spektren.

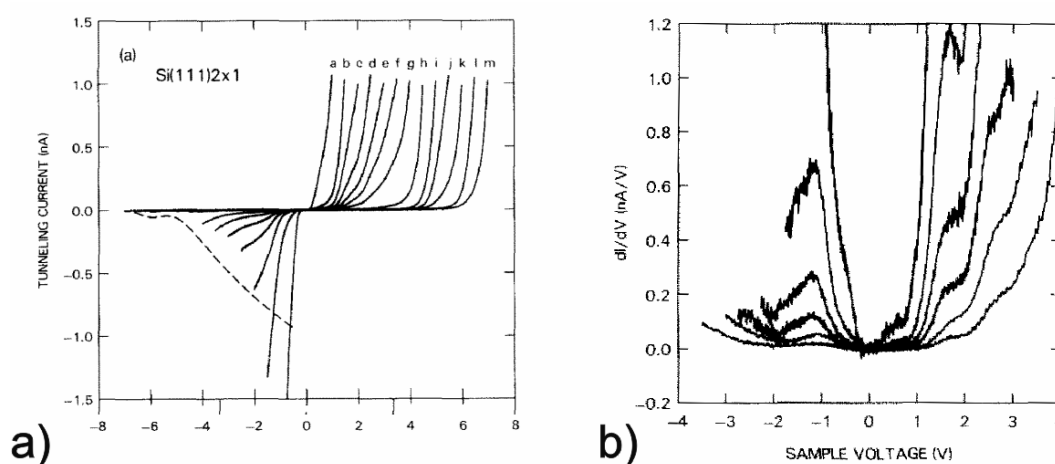


Abb. 4 $I(V)$ -Spektren auf einer Si(111)-2x1 Oberfläche:

- a) Die Spektren wurden mit einer Wolfram-Spitze aufgenommen. Die Indizes [a - m] bezeichnen verschiedene Tunnelabstände [8\AA - 19\AA]; Abb. aus (Feenstra, 1987).**
- b) Numerische Ableitung (dI/dV) von a). Nach (Feenstra, 1987) gilt: dI/dV ist proportional zur lokalen Zustandsdichte (LDOS).**

Beim Tunnelprozess in Halbleiter-Oberflächen muss man die Bandlücke des Halbleiters in Betracht ziehen (Abb. 4). Von daher gibt es bei der $I(V)$ -Spektroskopie Bereiche der Tunnelspannung, in denen keine Zustände zur Verfügung stehen. Nur

vorhandene Zustände können bevölkert oder entvölkert werden. Reicht die Energie der tunnelnden Elektronen, die direkt durch die Tunnelspannung gegeben ist, nicht aus, einen passenden Zustand zu bevölkern, so scheitert der Tunnelprozess.

Der Tunnelprozess in bestimmte Moleküle ist möglich, wenn man vereinfacht analog zum oben dargestellten Prinzip argumentiert. Das Hauptproblem beim Verständnis des Tunnelprozess in Moleküle resultiert aus der komplexen elektronischen Struktur schon kleiner Moleküle. Durch die Überlagerung der Wellenfunktionen der einzelnen atomaren Bausteine im Molekül ergibt sich ein kompliziertes Spektrum aus molekularen Orbitalen. Bringt man die Spitze über dem Molekül in Position und legt eine Tunnelspannung an, so kommt es zu einem Tunnelprozess der Elektronen in das Molekül oder aus dem Molekül heraus. Liegt die Tunnelspitze auf negativem Potential, so müssen die Elektronen in einen freien Molekülzustand übergehen. Dieser erste freie Zustand befindet sich im niedrigst unbesetzten molekularen Orbital. Dieser (energetisch) am tiefsten liegenden unbesetzte Zustand wird in der Literatur mit LUMO bezeichnet (Lowest Unoccupied Molecular Orbital). Die tunnelnden Elektronen können aber auch energetisch höher liegende freie Zustände besetzen, z.B. den LUMO +1 Zustand und folgende. Wird die Spitze auf positives Potential gelegt, so müssen Elektronen aus einem besetzten Molekülzustand in einen freien Metallzustand der Spitze übergehen. Diese Elektronen befinden sich im (energetisch) am höchsten besetzten Molekülzustand, welcher mit HOMO bezeichnet wird (Highest Occupied Molecular Orbital).

Spezialisiere Ansätze zur Beschreibungen des Tunnelprozess in adsorbierte Moleküle gehen auf die Arbeit von Sautet (ESQC-Theorie) zurück und sind Gegenstand derzeitiger Forschung (Sautet, 1991).

2.2 Potentiometrie

Neben der Abbildung der Oberflächen verschiedenster Proben sind eine Vielzahl unterschiedlicher Untersuchungsmethoden, basierend auf der Tunnelmikroskopie, vorgeschlagen worden. Sie unterscheiden sich dabei meist in der Art der Information, die der jeweilige experimentelle Aufbau liefert.

2.2.1 Experimenteller Aufbau

Eine Erweiterung zur Rastertunnel-Mikroskopie, die Rastertunnel-Potentiometrie, wurde 1986 von Muralt und Pohl vorgeschlagen (Muralt & Pohl, 1986). Mit dieser Methode ist man in der Lage, die Potentiallandschaft auf einer Probenoberfläche gleichzeitig zu seiner Topographie abzubilden. Bei der Potentiometrie werden zwei Elektroden an der Probe angebracht und über diese eine Spannung an der Probe angelegt ($\Delta U = U_2 - U_1$). Hierdurch bildet sich entlang der Probe eine Potentiallandschaft $U(x, y, U_1, U_2)$ aus, und die Tunnelspannung wird positionsabhängig (Abb. 5).

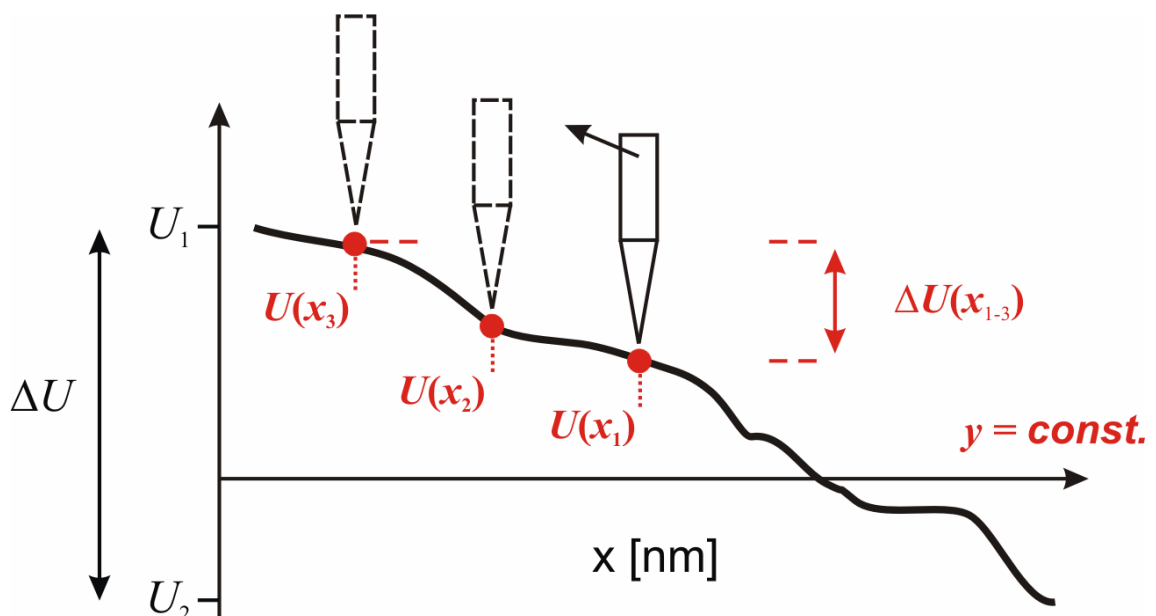


Abb. 5 Schematische Darstellung einer Potentiallandschaft:
Skizziert ist die Potentiallandschaft entlang einer Linie auf einer Oberfläche (d.h. y konstant). Die Spitze wird entlang der x -Achse über die Potentiallandschaft bewegt. Dadurch misst sie an jeder Position x_1, x_2 bis x_3 ein ortsabhängiges Potential $U(x)$.

Um die Potentiale auf der Oberfläche mit der Tunnelspitze auszulesen, baut man die Potentiometrie nach dem Prinzip einer elektrischen Widerstandsbrücke auf.

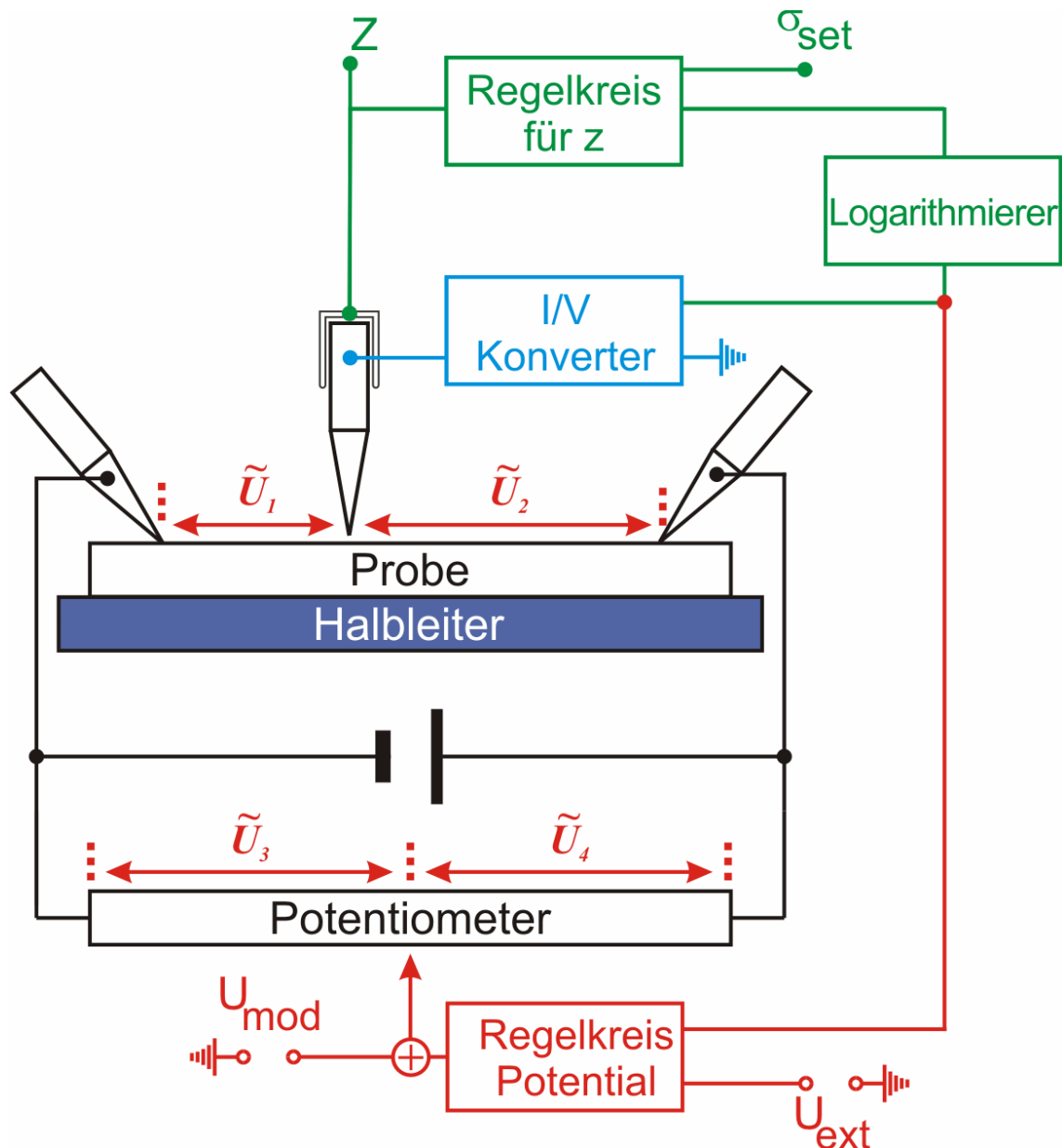


Abb. 6 Schematische Darstellung des elektrischen Regelkreises in der Potentiometrie: Zwei Spitzen dienen zur Kontaktierung der Probe und prägen einen Querstrom auf. Eine dritte Spitze (Mitte) wird im „constant-current-modus“ betrieben und dient zur gleichzeitigen Bestimmung der Oberflächenmorphologie und des lokalen elektrischen Potentials. Die Spannung U_{ext} wird über den Regelkreis Potential an das Potentiometer und somit an der ganzen Widerstands-Brücke angelegt.

Gemäß Abb. 6 ist der eine Zweig der Widerstandsbrücke durch die Probe gegeben, wobei der Mittelabgriff über die Tunnelspitze erfolgt. Bringt man nun die Tunnelspitze mit der Probe an der Stelle (x, y) in Tunnelkontakt, so liegt zwischen der Spitze und der Probe eine Tunnelspannung an, die sich aus dem lokalen Potential $U(x, y)$ auf der Probe ergibt.

Zunächst wird nun, wie bei einer konventionellen Brücke, der Brückenstrom, der durch den Tunnelstrom gegeben ist, auf Null abgeglichen. Dies geschieht grob durch das eingezeichnete Potentiometer und ist dann der Fall, wenn für die Spannungen auf der Probe und am Potentiometer $\tilde{U}_1 = \tilde{U}_3$ und $\tilde{U}_2 = \tilde{U}_4$ gilt.

Hierdurch erhält man eine Situation, in der zwischen Spitze und Probe im stationären Zustand keine Tunnelspannung mehr angelegt ist. Dies führt dann zu einem nicht mehr messbaren Tunnelstrom, sieht man vom thermischen Rauschen des Tunnelstroms bei Null Volt ab (Möller, 1990, 1989). Erlaubt man dem Regelkreis für z nun seinen Sollwert σ_{set} zu erreichen, so würde der Regelkreis versuchen den Tunnelstrom zu erhöhen, indem er den Abstand zwischen Spitze und Probe verringert. Da dies aber zu keiner Vergrößerung des messbaren Tunnelstroms führt, wird die Spitze zwangsläufig die Oberfläche der Probe berühren und die zu untersuchende Stelle wird zerstört.

Um diesem Problem vorzubeugen, wird ein messtechnischer Trick verwendet. Man legt an die Widerstandsbrücke eine Modulationsspannung U_{mod} an. Die Modulationsspannung ist eine sinusförmige Wechselspannung mit Frequenzen im kHz Bereich und Amplituden von einigen mV. Dies führt zu einem Wechselstromanteil im Tunnelstrom, welcher durch den Logarithmierer gleichgerichtet wird. So ergibt sich eine positive Messgröße für den Regelkreis für z und eine Abstandsregelung wird möglich.

Wird die Tunnelspitze nun im „constant-current-modus“ über die Oberfläche geführt, so wird es unmöglich zwischen Topographie-Effekten und Effekten, die aus der räumlichen Änderung des Potentials resultieren, zu unterscheiden.

Zum Abtrennen des lokalen Potentials $U(x, y)$ von den topographischen Daten wird eine Kompensationsmethode verwendet. Dabei wird der elektrische Pfad über die Spitze, die sich wie ein Schleifer über einem Widerstand bewegt, an jedem Ort (x, y) stromlos gemacht.

Dies erreicht man, indem man eine zusätzliche und frei wählbare Spannung U_{ext} an die ganze Widerstandsbrücke anlegt. Physikalisch addiert sich ihr Beitrag zu den übrigen Spannungen. Der Tunnelstrom ergibt sich dann zu:

$$I_t(t) = \sigma_{tunnel} \cdot [U(x, y) + U_{ext} + U_{mod}]. \quad (2.2.1)$$

Nun verwenden wir die Gleichspannung U_{ext} um den Tunnelstrom im Mittel auf Null abzugleichen:

$$\langle I_t(t) \rangle = \langle \sigma_{tunnel} \cdot [U(x, y) + U_{ext} + U_{mod}] \rangle = 0. \quad (2.2.2)$$

Hieraus folgt dann

$$-U_{ext} = \langle U_{mod} \rangle + U(x, y),$$

wobei die Wechselspannung U_{mod} im Mittel Null ist. Die Wechselspannung verfälscht das Potentiometriesignal also nicht. Es folgt:

$$U(x, y) = -U_{ext}. \quad (2.2.3)$$

Das lokale Potential wird so an jeder Stelle der Probe durch U_{ext} kompensiert, was elektronisch von einem Integralregler übernommen wird, den wir mit Regelkreis Potential bezeichnen (Abb. 6). U_{ext} wird protokolliert und gibt dann die Potentiallandschaft auf der Oberfläche wieder.

2.2.2 Die 4-Punkt Methode

Möchte man die elektrische Feldstärke unter der Tunnelspitze vergrößern, so ist dies durch eine Erhöhung der angelegten Potentialdifferenz möglich. Dabei ist $U(x, y, U_1, U_2)$ proportional zu ΔU . Nach dem ohmschen Gesetz führt dies dann direkt zu einer Erhöhung des Querstroms. Dabei ist zu beachten, dass das Potential linear mit dem Strom skaliert, die eingeprägte elektrische Leistung jedoch quadratisch mit dem Strom zunimmt.

Während sich die Morphologie des Leiters bei kleinen Strömen nicht ändert, kann es bei einer Erhöhung des Querstroms zu kritischen Stromdichten kommen, bei denen Elektromigration oder thermische Diffusion im Leiter auftreten kann. Dies kann dann zu Änderungen des Leiterbahnwiderstands, im schlimmsten Fall zum Aufschmelzen oder zur Zerstörung der Leiterbahn führen.

Die Änderungen im Leiterbahnwiderstand sind, bezogen auf die Rastergeschwindigkeit des Rastertunnelmikroskops, sehr schnell. So führt eine Änderung des Leiterbahnwiderstands zu einem Sprung im globalen Potential und somit zu einer spontanen Änderung des Potentials unter der Tunnelspitze. In der Potentiometrie wird dieser Sprung von dem Regelkreis Potential kompensiert, die Messgröße U_{ext} ist also auf jede Änderung im Leiter sensitiv.

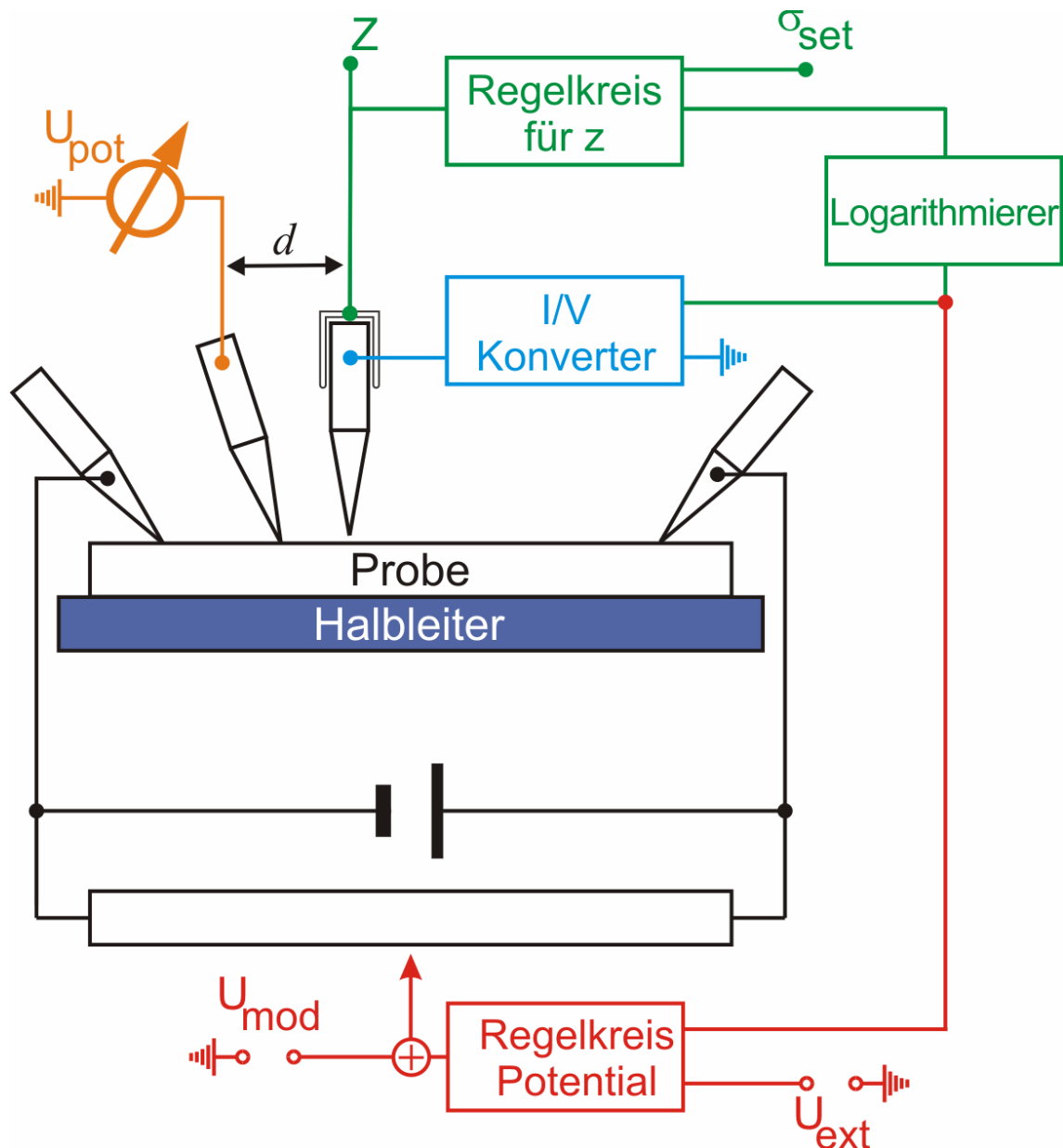


Abb. 7 Schematische Darstellung der 4-Punkt Methode:
 Zum Aufbau der Potentiometrie in Abb. 6 wird eine Referenzelektrode hinzugefügt. Sie misst den Spannungsabfall U_{pot} bezüglich der Tunnelspitze.

Um das Messsignal von den globalen Änderungen im Leiter zu entkoppeln, kann eine vierte Elektrode verwendet werden. Sie wird in einem Abstand d zur Tunnelspitze mit der Leiterbahn in Kontakt gebracht und misst ein Referenzpotential U_{pot} (Abb. 7). Dabei protokolliert sie den Spannungsabfall zwischen Tunnelspitze und Referenzelektrode. Führt man die Tunnelspitze über den Leiter (bzw. über die Probe) so wird auf Grund des Brückenabgleichs auch die Spannung an der Referenzelektrode verschoben (Abb. 8). U_{pot} ist daher nur vom Potential $U(x, y)$ und den Änderungen in der Leiterbahn zwischen der Referenzelektrode und der Tunnelspitze abhängig und

nicht mehr von den globalen Widerstandsänderungen. Verkürzt man die Strecke d , so lässt sich $U(x, y)$ kontinuierlich durch die Referenz U_{pot} von den globalen Beiträgen entkoppeln was zu einer Signalverbesserung führt.

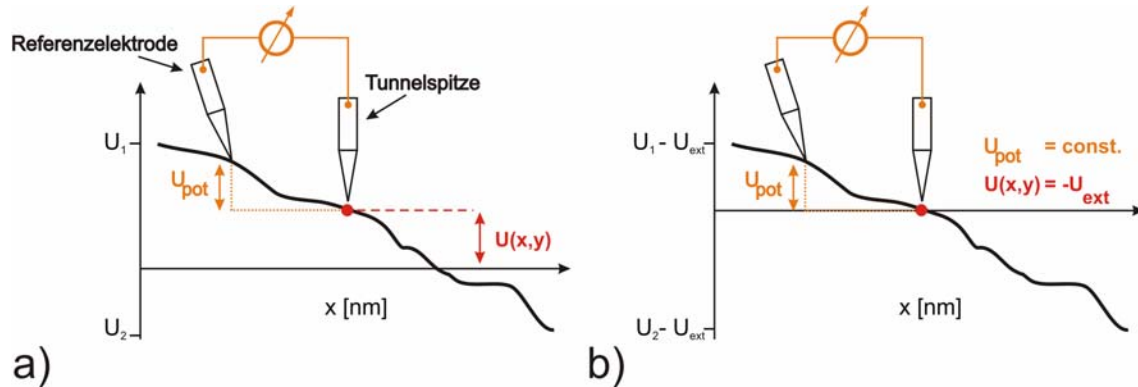


Abb. 8 Schematische Potentialverteilung entlang des Leiters:

a) Über zwei Kontakte wird eine Potentialdifferenz $\Delta U = U_2 - U_1$ angelegt. Die Tunnelspitze befindet sich an einer beliebigen Position und misst $U(x,y)$. Die Referenzelektrode (links im Bild) misst die Spannung U_{pot} relativ zur Tunnelspitze.

b) Durch Kompensation von $U(x,y)$ mit U_{ext} wird die Potentiallandschaft nach unten verschoben. Die Spannungsdifferenz U_{pot} zwischen der Tunnelspitze und der Referenzelektrode bleibt jedoch konstant.

Alternativ zu der in diesem Kapitel beschriebenen Methode lässt sich das Topographie- und Potentiometriesignal auch sequenziell mittels eines „Gated-Feedback“ Verfahrens messen (Kirtley, 1988). Dabei wird die Topographie-Messung an jedem Punkt des Rasters kurzzeitig unterbrochen und eine Potentialmessung durchgeführt. Durch die Entkopplung beider Messungen konnte ein Signal-Rauschverhältnis von $\sim 11 \mu V$ erreicht werden. Die Erweiterung dieser Methode von (Pelz & Koch, 1989) konnte das Signal-Rauschverhältnis auf unter $1 \mu V$ verbessern. Bei beiden vorgeschlagenen Methoden muss die Rastergeschwindigkeit aber deutlich reduziert werden, da Potential und Topographie abwechselnd gemessen werden.

Die in dieser Arbeit verwendete Methode basiert auf der Scanning Noise Potentiometry, bei der bei einem mittleren Tunnelstrom von Null gearbeitet wird (Moeller, 1991). Weiterhin arbeiten in diesem Fall zwei Regelkreise simultan. Die Verwendung dieser Methode setzt voraus, dass der Regelkreis für z eine sehr viel höhere Regelgeschwindigkeit als der Regelkreis Potential besitzt. Man kann sagen, dass das Potential erst dann ausgeregelt werden soll, wenn die z Position der Spitze bereits fest steht, wodurch eine korrekte Potentialmessung gewährleistet werden kann. Die Rastergeschwindigkeit bei dieser Methode ist höher als bei der von (Pelz & Koch, 1989) vorgeschlagene Methode, ihre Auflösung liegt in der Größenordnung von einigen μV .

2.2.3 Thermische Beiträge zum elektrochemischen Potential

Im experimentellen Betrieb der Potentiometrie stellt man sehr schnell fest, dass diese Methode auch auf Signale sensitiv ist, die mit der in die Leiterbahn eingebrachte thermische Leistung zu tun haben. Diese Signale sind im Vakuum größer als an Luft und können das Potentiometriesignal sogar gänzlich überlagern.

Das Auftreten dieser zusätzlichen Potentiale kann mit dem thermoelektrischen Effekt, also dem Seebeck-Effekt erklärt werden. Dieser tritt dann auf, wenn die Tunnelspitze und die Probe unterschiedliche Temperatur besitzen und wenn sie aus verschiedenen Materialien bestehen. Spitze und Probe verhalten sich dann vergleichbar einem Thermoelement. Da Spitze und Probe aber in einem Tunnelabstand voneinander separiert sind, sollte man diese Analogie nicht überstrapazieren. Die zwischen Tunnelspitze und Probe auftretende Spannung, die wir als Thermospannung bezeichnen, lässt sich mit

$$U_{thermo} = \underbrace{\frac{\pi^2 k_B^2}{6e} (T_{Spitze}^2 - T_{Probe}^2)}_{1.} \cdot \left\{ \underbrace{\frac{\partial (\ln \rho_{Spitze}(0))}{\partial E}}_{2.} + \underbrace{\frac{\partial (\ln \rho_{Probe}(x, y, 0))}{\partial E}}_{3.} + \underbrace{\frac{z}{\hbar} \sqrt{\frac{2m}{\Phi}}}_{4.} \right\} \quad (2.2.6)$$

annähern (Støvneng, 1990; Möller, 1998). Dabei bezeichnet e die Elementarladung, k_B die Boltzmann Konstante, T_{Spitze} , T_{Probe} die Temperaturen der Spitze, Probe und

$\rho_{Spitze}(0)$, $\rho_{Probe}(0)$ die Zustandsdichten von der Spitze, Probe am Fermi-niveau.

Aus Glg. (2.2.6) lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen:

1. Im ersten Term erkennt man, dass eine Vergrößerung der Temperaturdifferenz zwischen Spitze und Probe zu einem größeren Betrag von U_{thermo} führt. Dieser Betrag ist im Vakuum durch die bessere thermische Entkopplung von Spitze und Probe größer als an Luft.
2. Im zweiten Term sieht man, dass U_{thermo} von der Ableitung der Zustandsdichte der Spitze nach der Energie am Fermi-niveau abhängig ist. Ändert sich $\rho_{Spitze}(0)$ während der Messung nicht, dann ist der zweite Term während der Messung konstant.
3. Ist die Zustandsdichte der Probe am Fermi-niveau $\rho_{Probe}(x, y, 0)$ von der lateralen Position (x, y) abhängig (Term 3), so ändert sich normalerweise auch ihre

Ableitung nach der Energie, und eine Variation in U_{thermo} lässt sich erwarten.

Solche Änderungen in der Zustandsdichte treten dort auf, wo sich die elektronische Struktur der Proben-Oberfläche ändert. An atomaren Stufenkanten kann man nach solchen Änderungen suchen. Da die chemische Bindung der Atome an atomaren Stufen anders ist als die der Atome in der Festkörper-Oberfläche, ist ihre Zustandsdichte auch verschieden. An Korngrenzen sind solche Unterschiede ebenfalls möglich, denn dort sind die Atome anders gebunden als die Atome in der Oberfläche.

4. Da sich der Abstand z zwischen Spitze und Probe während der Messung im „constant-current-modus“ nur geringfügig ändert, wird der vierte Term in erster Näherung als konstant angenommen.

U_{thermo} hängt somit von dem Temperaturunterschied zwischen Spitze und Probe und den Änderungen der Zustandsdichte der Probe am Fermi-niveau ab.

Bezüglich der Potentiometrie folgt hieraus also, dass neben dem Auftreten lokaler Potentiale auf der Oberfläche eines Leiters, die mit dem Querstrom durch den Leiter zusammen hängen, die Thermospannung U_{thermo} einen parasitären Beitrag zu $U(x, y)$ liefert. Um eine Aussage über Streuung von Leitungselektronen in einem elektrischen Leiter machen zu können, muss die Thermospannung erkannt und so weit wie möglich reduziert werden.

2.3 Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM)

Die bisher in der Potentiometrie beschriebene Vorgehensweise eignet sich sehr gut, um Energieverlust-Mechanismen in einem elektrischen Leiter zu untersuchen, bei dem sich Elektronen parallel zur Oberfläche bewegen. Bei BEEM werden die Elektronen senkrecht zur Oberfläche injiziert und ermöglicht somit den Zugang zu den Dissipationskanälen der Elektronen entlang dieser Bewegungsrichtung.

2.3.1 Experimenteller Aufbau

BEEM wurde im Jahre 1988 von Bell und Kaiser als eine Erweiterung zur RTM vorgeschlagen (Bell & Kaiser, 1988a, 1988b). Hierbei wird der Tunnelstrom zunächst

zur Abstandsregelung verwendet; dies geschieht analog zur konventionellen RTM und ermöglicht die Aufzeichnung der Topographie (Abb. 9).

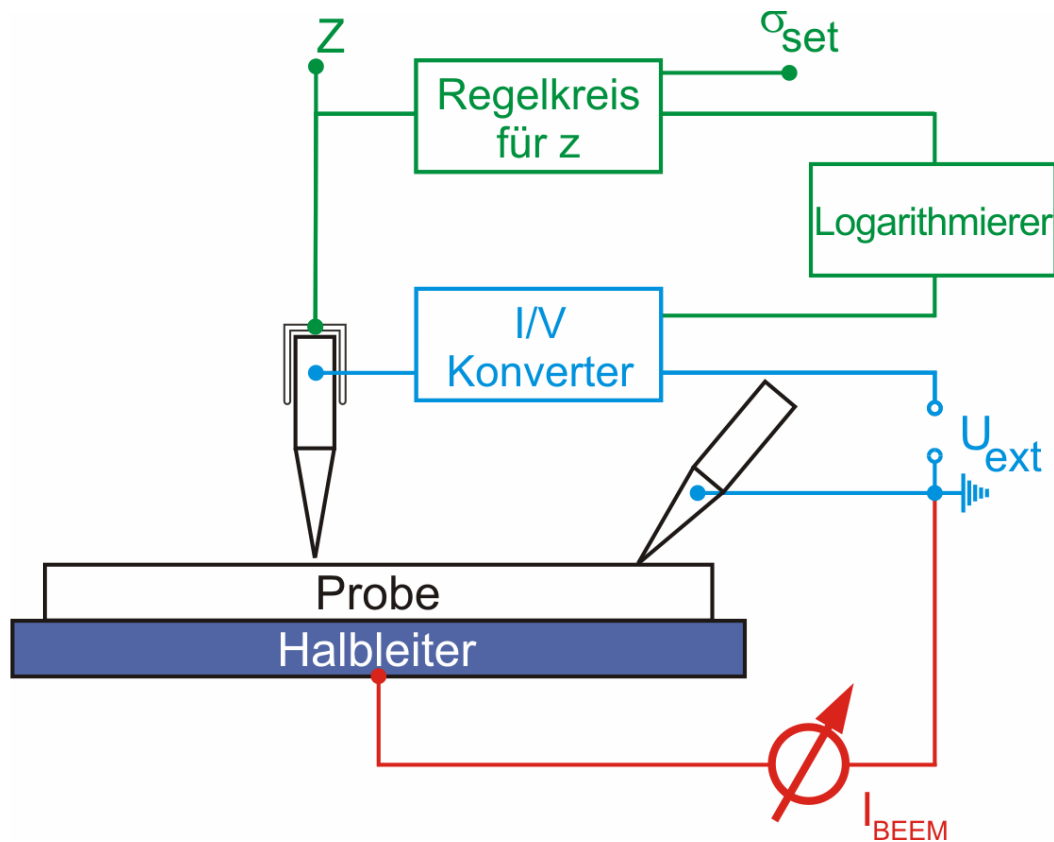


Abb. 9 Schematische Darstellung von BEEM:

Eine Tunnelspitze wird auf einem Metallfilm in Tunnelabstand gebracht. Ein Kontakt auf dem Metallfilm legt ihn auf Masse und ermöglicht den regulären Tunnelbetrieb.

Der Metallfilm auf dem Halbleitersubstrat erzeugt eine Schottky-Barriere. Elektronen, die aus der Spitze in den Film injiziert werden, können am Halbleiter nachgewiesen werden, wenn ihre Energie ausreicht, die Barriere zu überwinden. Den resultierenden Strom nennt man BEEM-Strom (I_{BEEM}).

Anschließend muss der Tunnelstrom eine Schottky-Barriere passieren, die wie ein Energiefilter wirkt. Den Anteil des Tunnelstroms, den man nach Durchqueren des Energiefilters am Halbleiter[‡] nachweisen kann, bezeichnet man als BEEM-Strom, I_{BEEM} . Er resultiert aus den Elektronen, die den Leiter und die Schottky-Barriere ohne Energieverlust durchquert haben. Solche Elektronen nennt man ballistische Elektronen.

[‡] Damit zwischen dem Halbleiter und dem Rückkontakt keine zusätzliche Schottky-Barriere entsteht, muss die Rückseite des Halbleiters ohmsche Charakteristik haben. Dies erreicht man durch starke Dotierung der Rückseite.

2.3.2 Wirkungsweise des Energiefilters

Bringt man Metall in Kontakt mit einem Halbleiter, so gleichen sich beide Fermi-niveaus an und eine Schottky-Barriere bildet sich aus (Braun, 1874; Schottky, 1939)[§].

Abb. 10 a) zeigt die Bandverbiegung eines n-dotierten Halbleiters in Verbindung mit einem Metall. Solche Systeme werden als Schottky-Dioden bezeichnet. Elektronen aus dem Metall können nur ins Leitungsband des Halbleiters eindringen, wenn ihre Energie ausreicht die Schottky-Barriere $e \cdot \Phi_B$ zu überwinden.

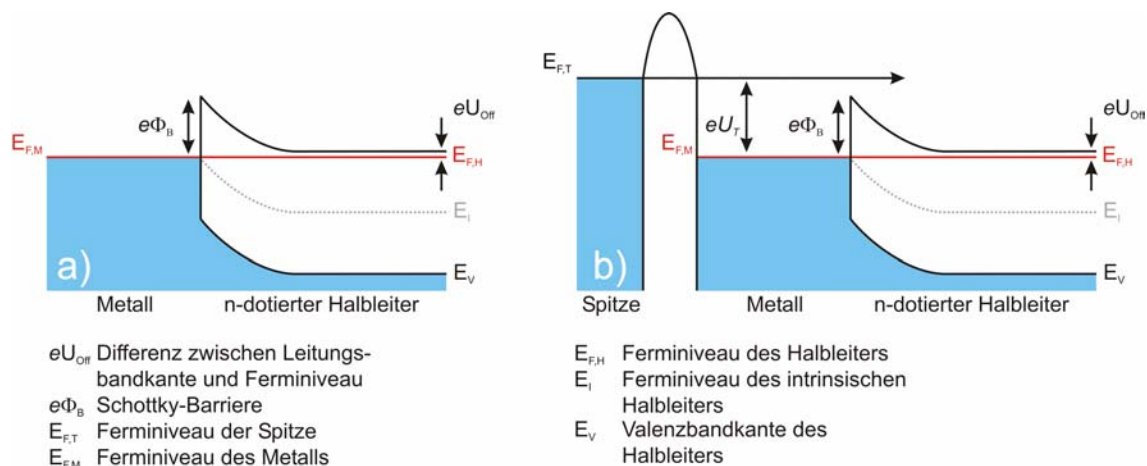


Abb. 10 Schottky-Diode:

a) Schematische Darstellung der Bandverbiegung zwischen Metall und n-typ Halbleiter,
b) Tunnelspitze vor einem Metall-Halbleiter-Kontakt. Reicht die Energie der Elektronen aus, dann können sie nach der Vakuum-Barriere auch die Schottky-Barriere passieren. Das Tunneln durch die Verarmungszone ist unwahrscheinlich, da sie sehr weit in den Halbleiter hinein reicht.

Führt man eine Tunnelspitze an die Oberfläche des Metallfilms heran und legt eine Tunnelspannung zwischen Spitze und Metall an (Abb. 10 b), so tunneln die Elektronen durch die Vakuum-Barriere und haben nach dem Tunnelprozess die Energie $e \cdot U_T$.

Dabei setzt sich der resultierende Tunnelstrom aus einem ganzen Kontinuum von Energien zusammen, die bis zur Energie $e \cdot U_T$ besetzt sind. Die

Tunnelwahrscheinlichkeit für die Elektronen hat an der Fermikante jedoch ein

Maximum, so dass am Tunnelprozess maßgeblich Elektronen mit der Energie $e \cdot U_T$

beteiligt sind. Wenn die Elektronen den Metallfilm durchquert haben, erreichen sie die Metall-Halbleiter-Grenzschicht und können die Schottky-Barriere passieren. Hierfür muss ihre Energie größer als die Schottky-Barriere sein: $e \cdot U_T > e \cdot \Phi_B$.

[§] Walter Schottky ist es 1939 gelungen, den von Ferdinand Braun 1874 in seiner Arbeit „Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle“ gefundenen Gleichrichtereffekt zu erklären. Ferdinand Braun bekam 1909 zusammen mit Guglielmo Marconi für ihren Beitrag zur Entwicklung der kabellosen Telegrafie den Nobelpreis verliehen.

Da nur Elektronen ab einer bestimmten Schwellen-Energie die Schottky-Barriere überwinden können, wird das Energieband der Tunnelelektronen von $e \cdot \Phi_B$ nach unten abgeschnitten. Im Halbleiter können die „erlaubten“ Elektronen dann als BEEM-Strom mit einem empfindlichen Strom-Messgerät nachgewiesen werden. Die übrigen Elektronen thermalisieren im Metall und werden über den Metall-Kontakt abgeführt.

Der resultierende Strom I_{BEEM} am Kollektor (Halbleiter) lässt sich vereinfacht in einem 4-Stufen-Modell beschreiben (Prietsch, 1995). Dabei entspricht jede Stufe einem Prozess, der entscheidet, welcher Anteil der Elektronen zum resultierenden BEEM-Strom beiträgt:

1. Die erste Stufe ist durch den Tunnelprozess von Elektronen aus der Spitze in den Metallfilm gegeben.
2. Die zweite Stufe beinhaltet die Propagation der Elektronen durch den Metallfilm. Dort können die Elektronen streuen und dabei ihre Energie dissipieren.
3. In der dritten Stufe dringen die Elektronen in den Halbleiter ein; dieser Anteil wird durch einen Transmissionskoeffizienten für die Schottky-Barriere beschrieben.
4. Die vierte Stufe beschreibt mögliche Rückstreuung der Elektronen vom Halbleiter in das Metall.

Das einfachste Modell, das den jeweiligen Schritten Rechnung trägt, wurde von Bell und Kaiser vorgestellt (Bell & Kaiser, 1988b). Dabei wird die Propagation durch das Metall als konstant angenommen. Die Propagation durch die Schottky-Barriere in der dritten Stufe wird als Stufen-Funktion angenähert. In ihr werden nur die Elektronen gewichtet, deren Energie oberhalb der Barrierenhöhe liegt. Die Rückstreuung aus dem Halbleiter wird vollkommen vernachlässigt.

Ausgehend von diesen Vereinfachungen lässt sich der BEEM-Strom mit

$$I_{BEEM} \propto (U_T - \Phi_B)^2 \quad (2.3.1)$$

beschreiben. Dies ist allerdings nur für einem festen Abstand z der injizierenden Spitze zur Probe und in unmittelbarer Nähe der Barriere gültig, worauf in ihrer Arbeit ausdrücklich hingewiesen wird (unmittelbare Nähe der Barriere bedeutet dabei, dass

U_T typischerweise nur etwa um 20% von Φ_B abweichen darf). Ist der Verlauf von $I_{BEEM}(U_T)$ bekannt, so lässt sich die Position der Barriere durch einen numerischen Fit bestimmen. Verfahren, die diese Methode zur Vermessung der Barrierenhöhe verwenden, werden als ballistische Elektronen Emissions Spektroskopie, oder kurz BEES bezeichnet.

Da man den Tunnelstrom in der RTM im Normalfall konstant hält, muss man Glg. (2.3.1) modifizieren. Dies liegt daran, dass der Abstand z zwischen Spitze und Probe bei konstantem Tunnelstrom mit Erhöhung der Tunnelspannung zunimmt. Nimmt man eine lineare Abhängigkeit des Tunnelstroms von der Tunnelspannung an, so kann die Abstandsänderung durch eine Gewichtung des BEEM-Stroms mit der Tunnelspannung mit berücksichtigt werden (Bell & Kaiser, 1988b; Bobisch, 2007; Matena, 2005):

$$I_{BEEM} \propto \frac{(U_T - \Phi_B)^2}{U_T} . \quad (2.3.2)$$

Hierdurch kann der Verlauf für I_{BEEM} auch für Elektronen-Energien in Bereichen der doppelten Barrierenhöhe gut beschrieben werden. Für BEES bedeutet die Beziehung in Glg. (2.3.2) einen bedeutenden Vorteil, da sie eine genauere Kurvenanpassung ermöglicht, was zu einer genaueren Bestimmung der Barrierenhöhe führt.

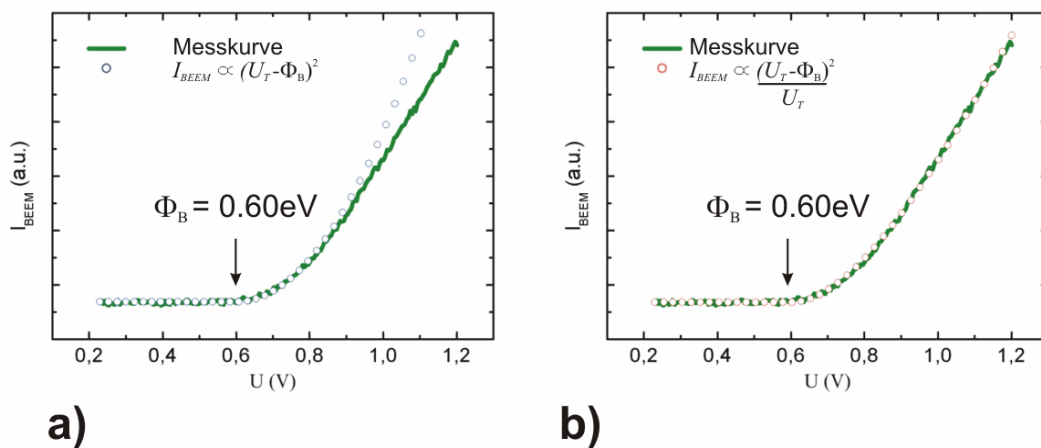


Abb. 11 Typischer Kurvenverlauf von $I_{BEEM}(U_T)$:

a) angepasste Kurve ohne Gewichtung nach Glg. (2.3.1). Die Kurve wurde bis zu einer Energie von 0.8 eV angepasst, wodurch sich eine Barrierenhöhe von 0.6 eV ergibt. Zu höheren Energien weicht die berechnete Kurve jedoch von den Messdaten ab.

b) angepasste Kurve mit Gewichtung nach Glg. (2.3.2). Die Kurvenanpassung gelingt bei gleicher Barrierenhöhe deutlich besser, es können mehr Messdaten für die Anpassung verwendet werden.

In Abb. 11 sieht man, dass die eingezeichnete Messkurve trotz der groben Vereinfachungen von Bell und Kaiser dennoch zu einer guten Beschreibung des BEEM-Stroms führen. Bobisch und Matena konnten zeigen, dass dies vor allem daraus

resultiert, dass sich der Anteil der aus dem Halbleiter zurück gestreuten Elektronen direkt mit den durch die Barriere transmittierten Elektronen kompensieren (Bobisch, 2007; Matena, 2005). Dies ergab sich aus Rechnungen, die für den Transmissionskoeffizienten durch die Barriere eine quantenmechanische Stufe (Prietsch, 1995) annahmen und die Rückstreuung der Elektronen an Phononen im Halbleiter zurück in das Metall berücksichtigten.

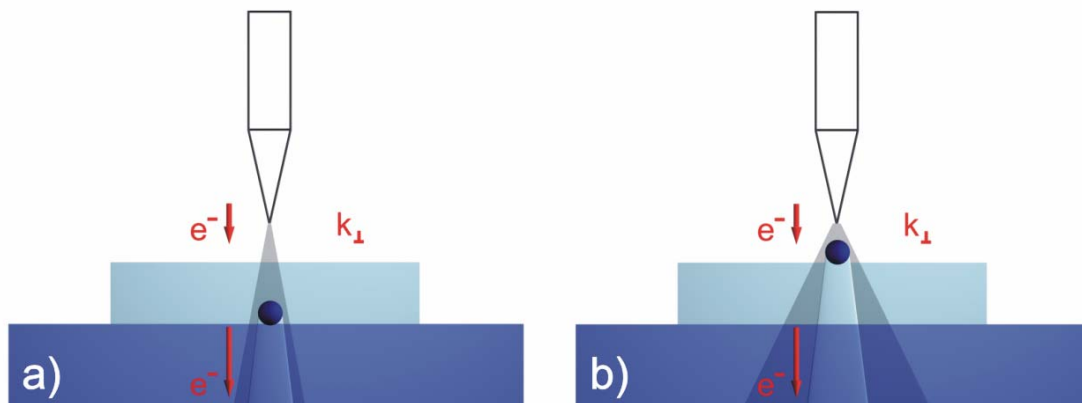


Abb. 12 Mögliche Streuer:
a) an der Metall-Halbleiter-Grenzschicht (Interface),
b) an Adsorbaten auf der Metalloberfläche.

Im experimentellen Betrieb wird sowohl die Topographie als auch gleichzeitig der BEEM-Strom aufgezeichnet. Hierdurch erhält man eine Karte des BEEM-Stroms, der die Orte aufzeigt, an denen die injizierten Elektronen Energie verloren haben. Ein möglicher Ort für den Dissipationsprozess ist z.B. das Interface, denn eine lokale Änderung der Barrierenhöhe hat eine direkte Auswirkung auf den transmittierten BEEM-Strom (Abb. 12 a). Man ist also in der Lage das vor der Tunnelspitze verborgene Interface abzubilden.

Ist das Interface weitgehend homogen, kann man BEEM zur Abbildung von Streuern im oder auf dem metallischen Leiter verwenden (Abb. 12 b). Aus dem Anteil der durch die Adsorbate transmittierten Elektronen lässt sich dann der jeweilige Abschwächungsfaktor ermitteln.

3 Experimenteller Aufbau

Um die Potentiometrie und die Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie durchführen zu können, müssen verschiedene experimentelle Schwierigkeiten überwunden werden. Die drei wichtigsten Punkte sind:

1. Die „richtige“ Präparation der metallischen Leiter.

Die Präparation der metallischen Filme muss im UHV durchgeführt werden. Dort müssen sie nahezu ideal, d.h. epitaktisch und nahezu ohne Defekte, gewachsen werden. Die Filme müssen sehr dünn sein, d.h. sie dürfen nur aus einigen atomaren Lagen bestehen. Der Film muss auf einem Halbleiter aufgewachsen werden, um eine funktionstüchtige Schottky-Barriere zu erzeugen.

2. Das Kontaktieren des Metallfilms.

Es werden bis zu 4 Kontakte (siehe Kap. 2.2.2 zur 4-Punkt Methode) benötigt. Diese müssen im UHV (in-situ) auf den Filmen angebracht werden. Die Kontaktfläche muss stabil sein. Die Kontakte dürfen die Eigenschaften der Schottky-Barriere nicht beeinflussen.

3. Analyse mit dem Rastertunnelmikroskop.

Für die beiden vorgestellten Methoden muss mindestens eine Tunnelspitze (Kap. 2.1) vorhanden sein. Das RTM muss auf dem metallischen Leiter an beliebigen Positionen in den Tunnelabstand gebracht werden können. Es soll atomare Stufen abbilden können.

Um diese Voraussetzungen erfüllen zu können wurde ein kommerzielles Nanoprobe-System der Firma Omicron angeschafft. Dabei handelt es sich um eine UHV-Anlage, die mit bis zu 4 unabhängigen RTM-Einheiten ausgerüstet werden kann. Weiterhin ermöglicht eine angeschlossene UHV-Präparationskammer das Aufwachsen von nahezu

idealen Metallfilmen. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt und die vorgenommenen Modifikationen beschrieben.

3.1 Das Nanoprobe System

Das Nanoprobe System ist in zwei Teile unterteilt: Dem Nanoprobe RTM und der Präparationskammer. Sie sind so über ein Ventil verbunden, dass Proben im Vakuum (Basisdruck von $5 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$) von einer Kammer in die andere transferiert werden können.

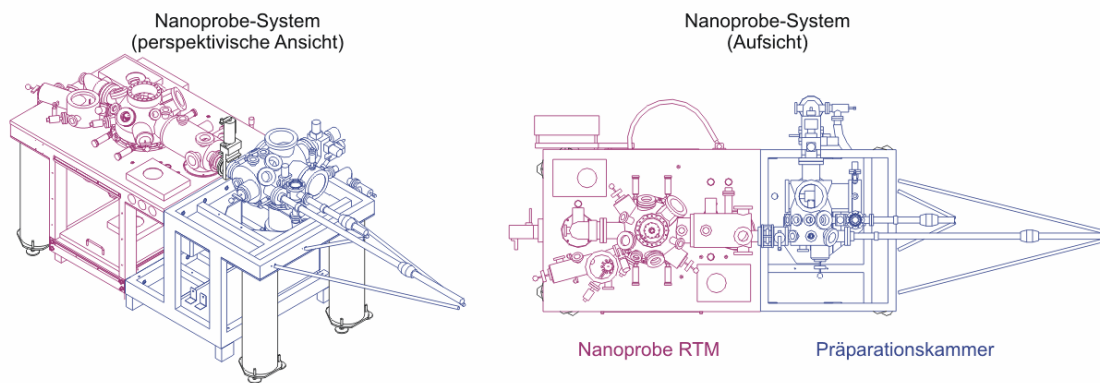


Abb. 13 Schematische Darstellung des Nanoprobe-Systems:
Nanoprobe RTM-Kammer (rötlich) und Präparationskammer (blau)

3.1.1 Nanoprobe RTM

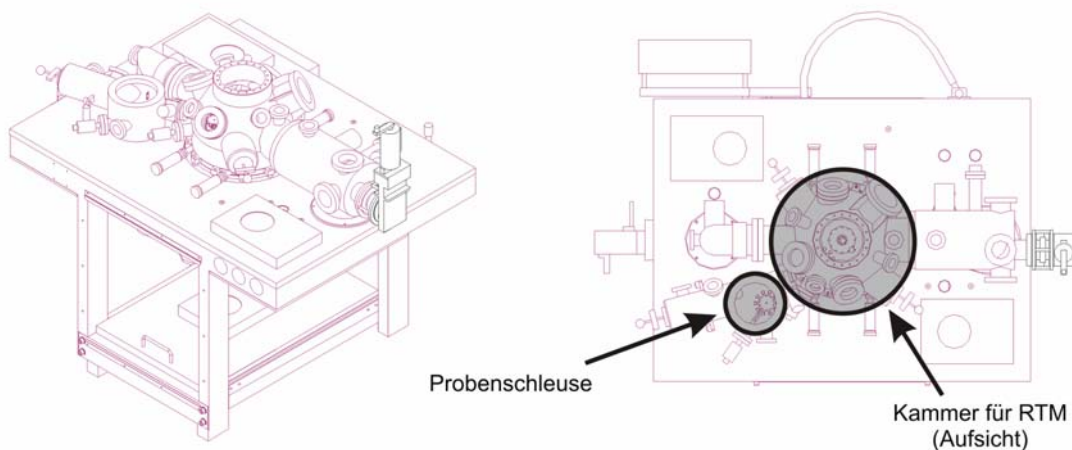


Abb. 14 Das Nanoprobe RTM:
In der zentralen Kammer befinden sich drei RTM-Einheiten. Eine vierte RTM-Einheit kann hinzugefügt werden. Die Kammer ist mit insgesamt 20 Probenparkplätzen ausgerüstet, von denen sich die eine Hälfte in einer Probenschleuse befindet.

Das Nanoprobe RTM kann man als das eigentliche Herz der Anlage bezeichnen. In ihr werden die in der Präparationskammer präparierten Proben mit den in den Grundlagen (Kap.2) vorgestellten Methoden untersucht. Die Besonderheit der Anlage besteht darin, dass sie mit drei unabhängigen RTM-Einheiten ausgerüstet ist (Stage 1, 2, 3). Optional lässt sich noch eine vierte RTM-Einheit hinzufügen.

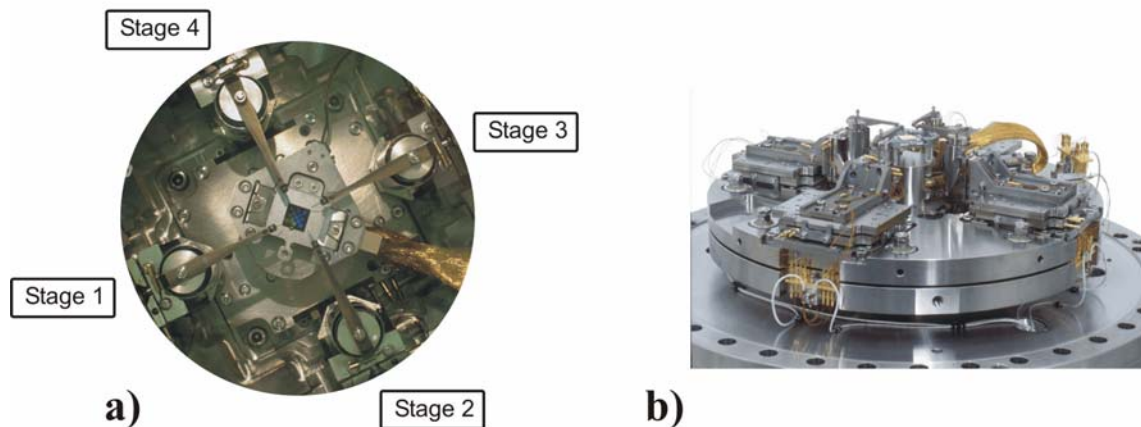


Abb. 15 Blick in die RTM Kammer:

a) Aufsicht auf vier RTM-Einheiten, es sind vier RTM Einheiten abgebildet. Die Probe befindet sich zentral im Mittelpunkt der vier Stages (Omicron, 2003).

b) Die Stages sind auf einer Basisplatte montiert, die fest mit der Anlage verbunden ist (Omicron, 2003).

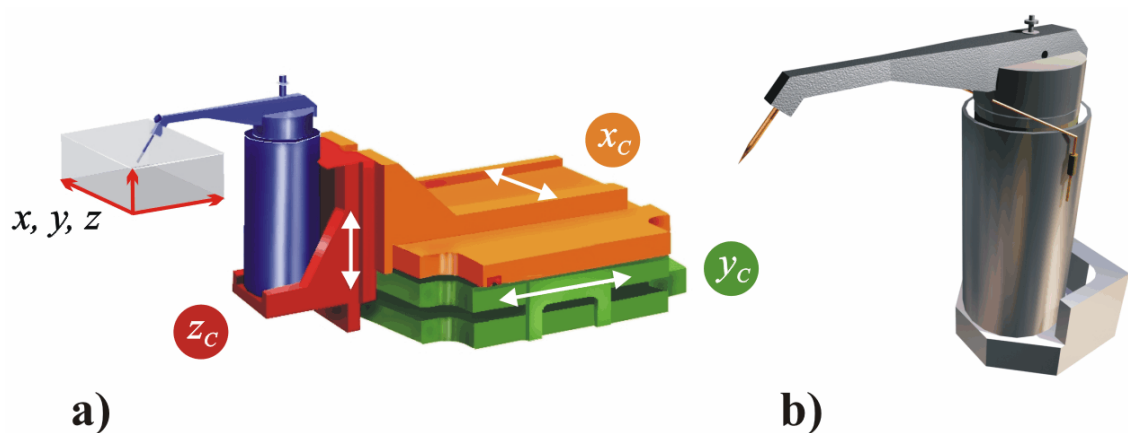


Abb. 16 Darstellung einer RTM Stage:

a) Feinpositionierung (blau), Grobpositionierung (x_c , y_c , z_c).

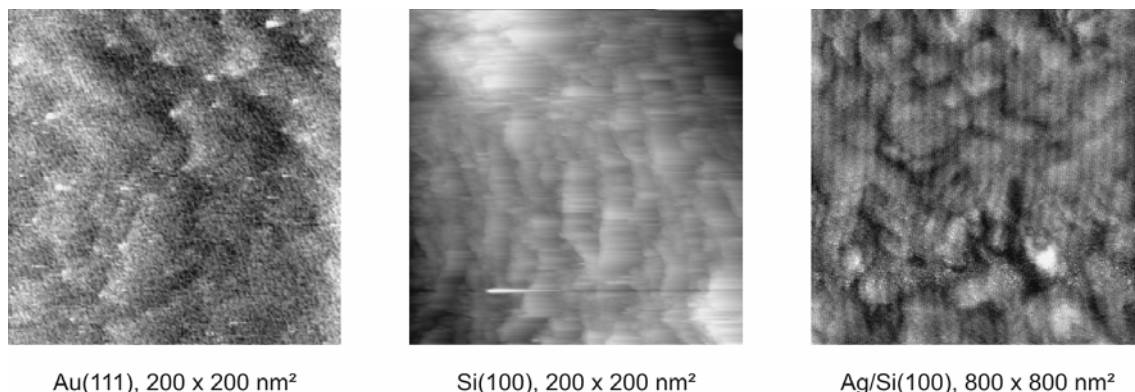
b) Röhrenpiezo für die Feinpositionierung (x , y , z) mit aufgesetztem Spitzenträger (blau in Abb. 16 a).

Die RTM Stages sind dabei so angeordnet, dass sie mit ihren Tunnelspitzen auf eine gemeinsame Probe deuten (Abb. 15 a). Die Probe ist bis auf 50K kühlbar. Jede Stage kann unabhängig von den anderen in alle drei Raumrichtungen um mehrere Millimeter bewegt werden. Dies geschieht mit einer Grobpositionierungseinheit x_c , y_c , z_c (Abb.

16 a), die mittels Piezomotoren („slip-stick“-Verfahren) angetrieben werden. Die Feinpositionierung (x , y , z) und der eigentliche Tunnelbetrieb wird mit einem Röhrenpiezo durchgeführt (Abb. 16 b). Die Tunnelspitze wird an einem schleusbaren Spitzenträger montiert, der Spitzenträger ähnelt dabei dem Ausleger eines Kranes. Der Spitzenträger wird auf dem Röhrenpiezo magnetisch arretiert.

Als größte experimentelle Herausforderung stellte sich bald die Optimierung der Auflösung des RTM heraus. Stabile Tunnelbedingungen (d.h. der Tunnelstrom kann durch Regelung des Abstands z konstant gehalten werden) waren nicht möglich, eine atomare Stufenauflösung nur leidlich erreichbar. Der Hauptgrund für dieses Problem ist konzeptioneller Natur und liegt im Design der RTM Stages. Da die Tunnelspitze an einem langen Ausleger montiert ist, wird durch jede Bewegung des z -Piezo eine Eigenschwingung des Spitzenträgers induziert (Resonanz zwischen 400 – 500 Hz). Der Regelkreis für z kann daher nur weit unterhalb der Resonanzfrequenz arbeiten, d.h. im Bereich um etwa 10 Hz. Dies ist für einen sinnvollen RTM Betrieb unbrauchbar. Weiterhin sind alle Stages auf einer Basisplatte montiert, die direkt mit der ganzen Anlage verbunden ist (Abb. 15 b). Bis auf eine Schwingungsdämpfung für die gesamte Anlage, die im niedrigen Frequenzbereich wirksam ist (Druckluftfüße), sind keine zusätzlichen Schwingungsdämpfungen vorhanden. Insbesondere Schwingungen im Bereich um die Resonanzfrequenz koppeln stark ein. Typische Amplituden der Eigenschwingung waren größer als der Tunnelabstands. Dies führte zum Kontakt der Tunnelspitze mit der Probenoberfläche zur Modifikation der Spitze und Probe.

Den Einfluss dieses Problems kann man reduzieren, indem man sehr langsam über die Oberfläche rastert. Für einige Proben sind entsprechende Topografiebilder nachstehend dargestellt.



Au(111), 200 x 200 nm²

Si(100), 200 x 200 nm²

Ag/Si(100), 800 x 800 nm²

Abb. 17 Topografie-Bilder einiger einkristalliner Probenoberflächen:
Au(111) und Si(100) mit „ansatzweiser“ Abbildung von atomaren Stufen. Im Falle von Ag/Si(100) wurde der Film durch die Tunnelspitze aufgewühlt und zerstört.

Das Nanoprobe RTM war im Auslieferungszustand für die Kontaktierung von Proben im Vakuum gut geeignet, als Rastertunnelmikroskop im Vakuum aber kaum zu verwenden. Um dieses Problem zu lösen, wurden zunächst die Stages modifiziert, so dass sie in Bezug auf ihr Auflösungsvermögen wie ein herkömmliches Tunnelmikroskop verwendet werden können. Mit diesen Modifikationen lassen sich dann mit dem Nanoprobe RTM Topographieaufnahmen, wie in Abb. 18 gezeigt, abbilden.

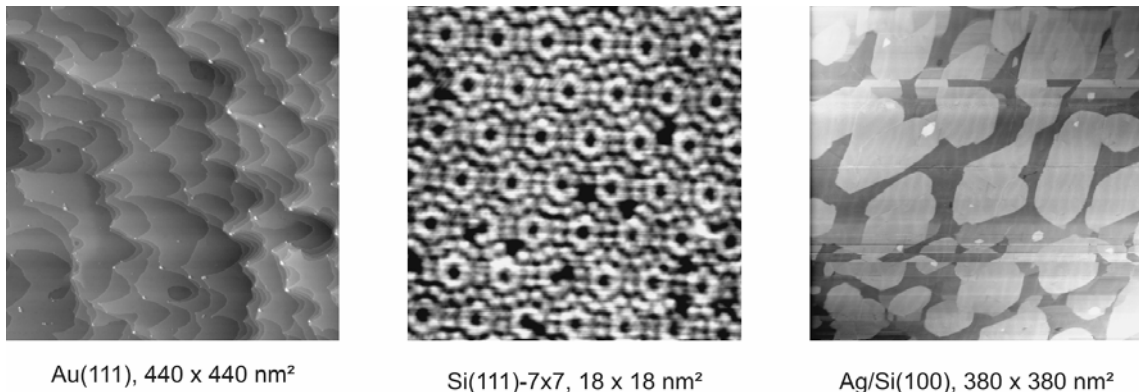


Abb. 18 Auflösung nach Modifikation des Nanoprobe RTM:
Au(111): Atomare Stufen auf Au(111) sind gut erkennbar,
Si(111): Atomare Auflösung der Si(111)-7x7 Rekonstruktion,
Ag/Si(100): Epitaktisch aufgewachsener Ag-film auf Si(100), Ag-Filmdicke 3-5nm.

Um Auflösungen wie in Abb. 18 gezeigt, erreichen zu können, müssen zu aller erst die Schwingungen, die von Außen in das System einkoppeln, reduziert werden. Hierzu wurde die Basisplatte, auf dem die einzelnen Stages montiert sind, vom Rest der Anlage mit einer Schwingungsdämpfung entkoppelt. Dabei wurde ein Viton-Stack** zwischen Teller und Anlage montiert.

Zweitens muss die Anregung der Eigenschwingung des Spitzenträgers ausgeschaltet werden. Man geht dabei nach folgender Philosophie vor: Der bisher für die z-Bewegung verwendet Röhrenpiezo wird nur noch für sehr langsamen Bewegungen verwendet, die eigentliche Regelarbeit wird von einem zusätzlichen Piezo durchgeführt. Hierzu wird der Regelparameter für z zuerst in zwei Anteile aufgespalten. Der eine Anteil wird mit einer Frequenzweiche Tiefpass gefiltert (Grenzfrequenz bei 1Hz) und an den Röhrenpiezo z_{grob} angelegt. Die höher frequenten Regelanteile gehen an den zusätzlichen Kompensationspiezo z_{Fein} (Abb. 19). In der Summe ist das Regelsignal dann gegeben durch $z = z_{Fein} + z_{grob}$, das Regelsignal bleibt also erhalten. Durch die

** Beim Viton-Stack handelt es sich um eine aufeinander folgende Reihe von Metallplatten, die wiederum untereinander durch vakuumtaugliche Gummi entkoppelt sind. Diese Idee ist z.B. (Thibado, 1994) angelehnt.

langsame Bewegung des Röhrenpiezos in z , kann er den Spitzenausleger nicht mehr zu Eigenschwingungen bei 400 – 500 Hz anregen; er behält aber seinen vollen Hub, was zur Annäherung der Spitze in den Tunnelkontakt wichtig ist. Der Kompensationspiezo hat nur $\sim \frac{1}{7}$ des Hubs des Röhrenpiezos, regelt aber die kleinen Änderungen auf der Probe (atomare Korrugation) aus.

Wie Abb. 19 zeigt, ist der Kompensationspiezo an dem Ende des Spitzenträgers angebracht. Unter ihm ist die Tunnelspitze befestigt. Diese Art der Modifikation der Spitzen-Ausleger macht allerdings zusätzliche Kontakte in der RTM-Kammer notwendig, da der zusätzliche Piezo angesteuert und zugleich der Tunnelstrom gesondert abgeführt werden muss. Da sich die Massenverhältnisse durch das zusätzliche Gewicht am Ende des Auslegers verändert haben, wird ein Gegengewicht an den Spitzenträger montiert. So wird der Schwerpunkt des Trägers mit der Modifikation in die Achse des Röhrenpiezos verlagert.

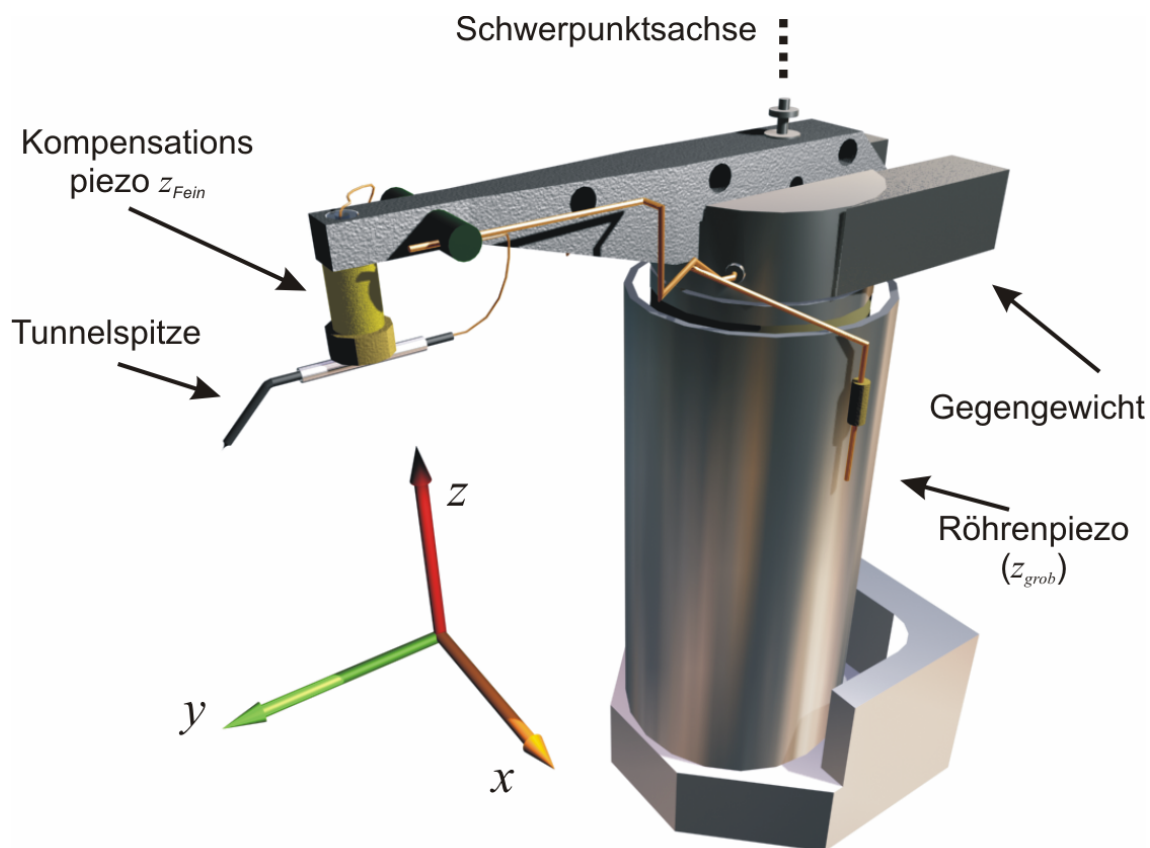


Abb. 19 modifizierter Spitzenträger:

Der Spitzenträger ist auf dem Röhrenpiezo magnetisch gehalten. Der Röhrenpiezo führt die Rasterbewegung in (x, y) durch. Die Bewegung in z wird in zwei Anteile aufgespalten (z_{Fein} und z_{grob}). Für die Kontaktierung des Kompensationspiezos und der Tunnelspitze mussten neue Übergabekontakte angebracht werden.

Mit diesen Erweiterungen erhält man atomare Auflösung (siehe Abb. 18) und behält weiterhin die Flexibilität des Nanoprobe RTM. Die Spitzenträger sind weiterhin schleusbar und können auch zur Kontaktierung der metallischen Leiter verwendet werden.

Die Positionierung der Spitzen zueinander lässt sich unter einem optischen Mikroskop durchführen. Optional kann man auch ein Raster-Elektronenmikroskop (REM) verwenden, was in seinem Kontrast und seiner Tiefenschärfe dem optischen Mikroskop vorzuziehen ist.

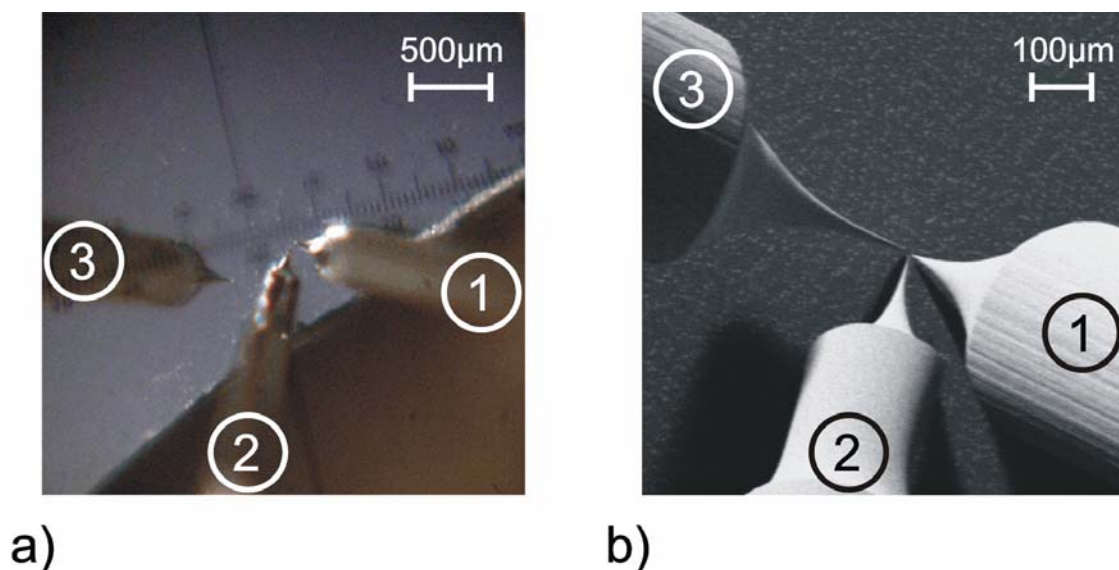


Abb. 20 Blick auf 3 Tunnelspitzen:

a) externes optisches Mikroskop, die Spitzen 1 und 2 sind in einem Abstand von $\sim 20\ \mu\text{m}$ zusammengeführt worden.

b) Aufnahme von 3 Spitzen mit einem Elektronenmikroskop. Spitze 1 und 2 sind in einem Abstand von $\sim 8\ \mu\text{m}$ zusammengebracht. Der Abstand zwischen Spitze 1 und 3 beträgt $\sim 15\ \mu\text{m}$.

3.1.2 Präparationskammer

Die Proben werden zuerst über eine Schleuse ins Vakuum eingebracht. Dort werden sie auf einem Präzisionsmanipulator umgesetzt. Der Präzisionsmanipulator ist bis auf 130K kühlbar und bis auf 1200K heizbar. Auf dem Präzisionsmanipulator lassen sich Halbleiterproben präparieren, indem man durch das Material selbst direkt einen Strom schickt, um es so direkt zu heizen (Direktstrom-Heizung) präparieren. Die Temperatur der Probe kann mit einem Pyrometer überwacht werden. Einkristalline Metalloberflächen werden durch Sputtern mit Ar^+ -Ionen gereinigt und anschließend ausgeheilt. Metalle, wie z.B. Wismuth oder Silber, werden aus zwei durch Elektronenstoß geheizten Verdampfern auf die Substrate abgeschieden. Zusätzlich

lassen sich aus einem thermischen Verdampfer Moleküle wie C₆₀, PTCDA und CuPc aufbringen. Die Mengenkali­brierung kann in beiden Fällen mit einem Quadrupolmassenspektrometer oder mit einem Quarzschichtdicken-Messgerät erfolgen. Das Wachstum der Metalle auf den Substraten kann mit LEED (Low Energy Electron Diffraction) kontrolliert werden. Mit Transferstangen lassen sich die Proben nach der Präparation in-situ in das Nanoprobe RTM transportieren.

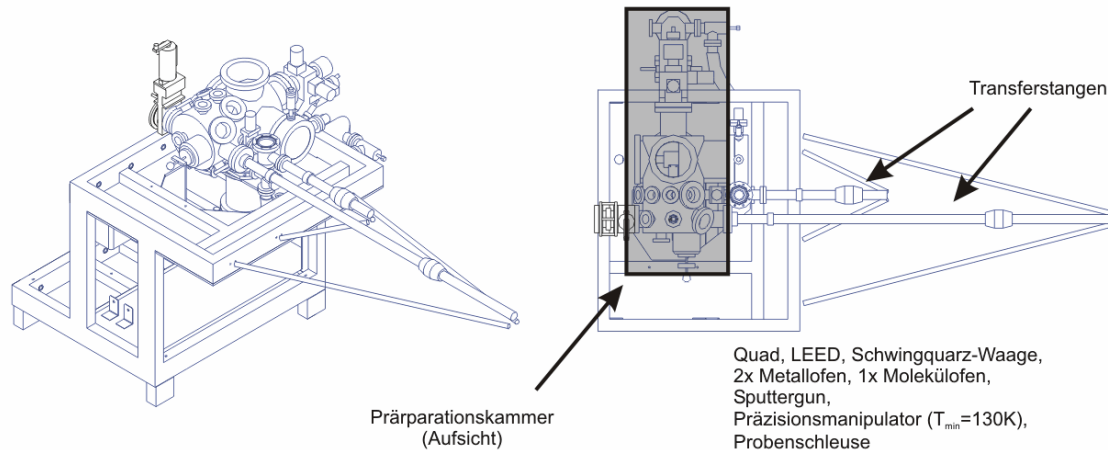


Abb. 21 Die Präparationskammer:

Eine Schleuse ermöglicht das nachträgliche Einbringen neuer Proben oder Spitzenträger. Die Präparation der Proben erfolgt bei einem Basisdruck von $5 \cdot 10^{-10}$ mbar.

3.2 Besondere Designs

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit haben sich einige Neuentwicklungen als außerordentlich nützlich für den experimentellen Alltag erwiesen. Andere sind wiederum notwendig für die experimentelle Zielsetzung (Bobisch, Matena, Bannani, 2006).

3.2.1 Probenträger

Zu aller erst soll ein neuer Probenträger vorgestellt werden (Abb. 22), der den besonderen Bedürfnissen an dem Nanoprobe RTM gerecht wird. Durch die Modifikationen an den Spitzenträgern ließen sich die Spitzen nicht mehr frei über dem kommerziell erhältlichen Probenträger der Firma Omicron auf der Probe positionieren.

Die Bewegung der Spitzen war durch Hindernisse auf dem Probenträger (Schrauben) eingeschränkt.

Das Prinzip für den neuen Probenträger ist dem kommerziell erhältlichen Direktstrom-Heizer angelehnt. Mit ihm lassen sich nach wie vor Halbleiterproben durch Direktstrom-Heizen der Probe präparieren. Allerdings wurde beim Design darauf geachtet, dass die Spitzen im RTM möglichst viele Freiheitsgrade über der Probe besitzen. Dadurch lassen sich alle entwickelten Spizentypen auf der Probe an beliebiger Stelle positionieren.

Bei dieser Neuentwicklung (Abb. 22) wird der Halbleiter zwischen zwei Molybdän-Backen geschoben, diese Backen ragen nur 0.5 mm über die Halbleiter-Oberfläche. Die Probe wird von unten mit Tantal-Federn an die Backen angepresst. Eine der beiden Backen ist isoliert auf einer Keramikplatte aufgebaut. So lässt sich zwischen den beiden Backen ein Potential anlegen, und ein Strom kann z.B. zum Heizen der Probe verwendet werden (Direktstrom-Heizung).

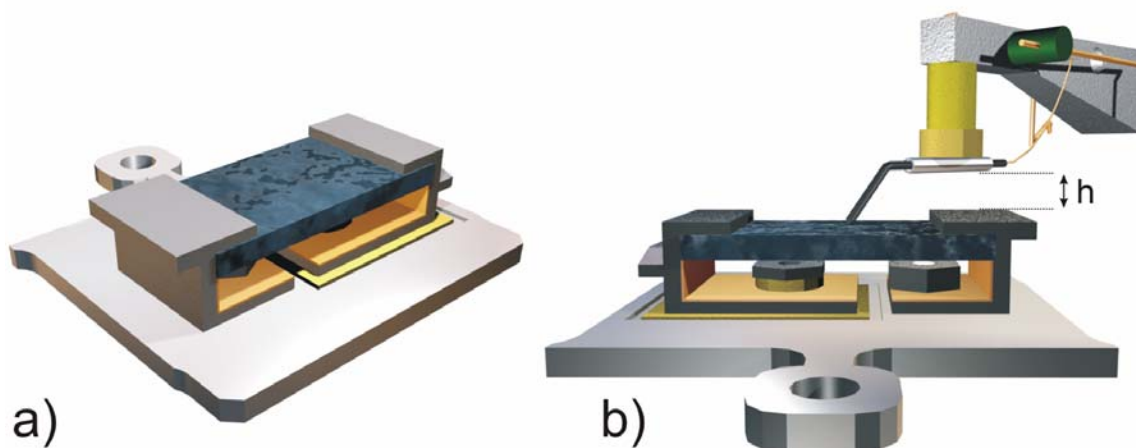


Abb. 22 Neuer Probenträger für Halbleiter-Proben:

- a) Die Proben werden zwischen zwei Molybdän-Backen geschoben und mit Federn angepresst.
- b) Die neuen Spitzenträger können beliebig auf der Probe positioniert werden ($h \sim 1$ mm).

3.2.2 Ablenkplatten für Ionen

Eine weitere Schwierigkeit ergab sich mit den verwendeten Elektronenstoß geheizten Verdampfern für die Metalle. Nach Präparation der Metallfilme auf der Halbleiter-Oberfläche waren die Filme trotz korrekter Präparationsmethode nicht epitaktisch aufgewachsen (zur Präparation der Silber- und Wismuth-Filme auf Siliziumoberflächen siehe Kap. 4). Das Problem bestand in der Funktionsweise des Verdampfers. Dabei werden aus einem Filament Elektronen mit einer Hochspannung auf einen Tantal-Tiegel

beschleunigt. Diese Elektronenstoßheizung ist sehr effektiv und die verwendeten Metalle lassen sich bei geringen Leistungen (~ 10 W) verdampfen.

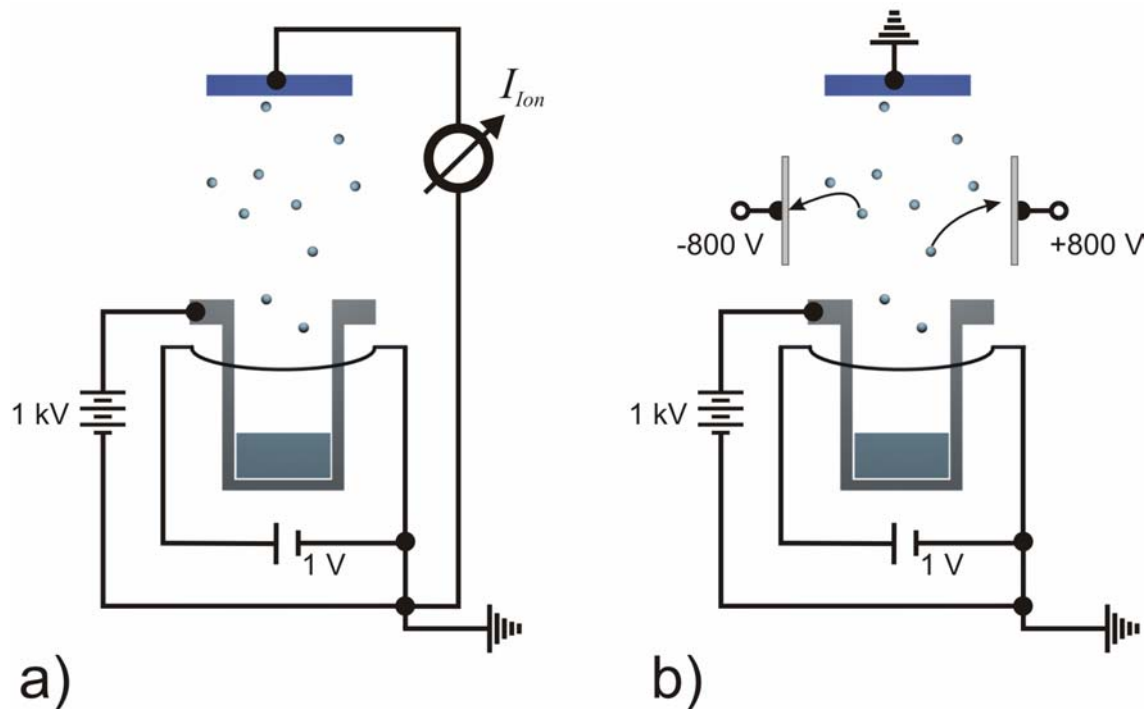


Abb. 23 Schematische Darstellung des durch Elektronenstoß geheizten Verdampfers:
a) Ein Strom-Messgerät misst den Ionenstrom I_{Ion} zwischen Probe und Masse.
b) Zwei Ablenkplatten parallel zur Strahlrichtung halten jede Art von Ionen aus dem Ofen von der Probe fern.

Es ist jedoch nicht auszuschließen, dass die im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen auch die sich bereits in der Gasphase befindlichen Metallatome ionisieren. Diese treffen dann auf die Probenoberfläche und sputtern die im Wachstum befindlichen Metallfilme, so dass kein epitaktisches Wachstum auftritt. Dass solche Ionen vorhanden waren, ließ sich mit einem Strom-Messgerät feststellen (Abb. 23 a). Im regulären Betrieb des Ofens wurde ein Ionenstrom von $3 - 6 \mu\text{A}$ gemessen. Durch Anlegen einer Gegenspannung von 300 V an die Probe konnte dieser Ionenstrom I_{Ion} unterdrückt werden, was aber nur bedeutet, dass sich ein Gleichgewicht aus positiven und negativen Ionen einstellt. Um alle Ionen von der Probe fernzuhalten, wurden Ablenkplatten parallel zur Strahlrichtung installiert und diese mit einer Hochspannung von ± 800 V vorgespannt (Abb. 23 b). Die Ablenkplatten erwiesen sich als notwendige Maßnahme zur Präparation der epitaktischen Metallfilme.

3.2.3 Variables Maskensystem (FEDCOM)

Neben der richtigen Methode zum Aufwachsen der Metallfilme ist die laterale Geometrie der Filme für die Potentiometrie und für BEEM entscheidend. Bei der Potentiometrie ist dafür Sorge zu tragen, dass die Querschnittsfläche A ($A = \text{Breite} \times \text{Dicke}$) der gewachsenen Filme in ihrer Dimension begrenzt ist. Hierzu kann man neben der Dicke der Filme auch ihre Breite einschränken. Bei BEEM muss man die Größe der Schottky-Diode ebenfalls begrenzen, da zu große Dioden einen großen Leckstrom besitzen. Dies resultiert daraus, dass bereits geringste Defekte in der Halbleiteroberfläche die Güte der Diode beeinträchtigen. Es wurde daher ein System entwickelt, mit dem sich Metallfilme beliebiger Geometrien auf die Probenoberfläche aufbringen lassen.

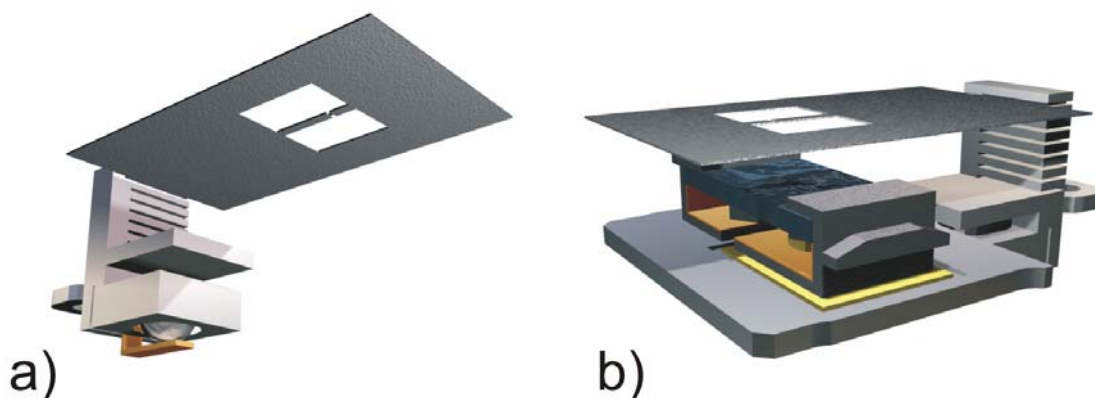


Abb. 24 FEDCOM:

a) Blick von unten auf den variablen Blendenträger.

b) Blendenträger auf Probenträger aufgesetzt. Da die Blenden beliebig formbar sind, können sich z.B. Metallfilme in nahezu jeder Geometrie auf das Substrat aufbringen lassen. Die Blende hat eine Materialstärke von 150 µm.

Beim FEDCOM (Flexible Evaporation and Desorption Control Mask) handelt es sich um einen Blendenhalter, der sich auf jeden, dem Omicron-Standard entsprechenden, Probenträger aufsetzen lässt (Abb. 24). In den Blendenhalter lassen sich beliebig geformte Blenden einstecken, die anschließend als Schattenmaske über die Probe gebracht werden. Wie bei jeder Schattenmasken-Technik ist die Qualität der Ränder des aufgetragenen Films von der Entfernung der Blende zur Probe abhängig^{††}. Deshalb ist das FEDCOM mit Steckplätzen für die Blende in verschiedenen Probenabständen ausgerüstet. Ein nützlicher Nebeneffekt der verwendeten Schattenmaskentechnik ist

^{††} Die Breite der Ränder hängt neben dem Abstand der Blende zur Probe noch von weiteren Parametern ab. So geht die Größe der Öffnung des Tiegels, aus dem Material verdampft wird, in die Betrachtung mit ein. Weiterhin muss der Abstand der Tiegel-Öffnung zur Probe berücksichtigt werden.

außerdem, dass die Ränder des aufgetragenen Films ausdünnen, d.h. am Rand erhält man eine geringere Filmdicke als in der Mitte des Films. Die Blenden selbst können außerhalb des Vakuums mit beliebigem Muster und jedem beliebigen Verfahren hergestellt werden. Vor dem Aufdampfen lässt sich das FEDCOM auf die Probenträger stecken. Dort rastet eine Kugel in den Träger ein und arretiert den Blendenhalter. Aus diesem Grund lässt sich das aufgesteckte FEDCOM auch um 360° drehen, ohne vom Träger zu fallen, was für viele Anwendungen, wie z.B. dem Transfer oder der Probenmanipulation nützlich ist.

3.2.4 Twin-Tip

Für die in der Potentiometrie vorgeschlagene 4-Punkt Methode stand zum Zeitpunkt der experimentellen Durchführung noch keine vierte Nanoprobe RTM Stage zur Verfügung. Da ein vierter Kontakt aber für diese Methode notwendig ist, wurde auf das Konzept für die modifizierten Spitzenträger zurückgegriffen (Abb. 19). Durch die neu eingebrachten Übergabkontakte lassen sich die regulären Spitzenträger mit einer Sekundärspitze erweitern. Durch Anbringen eines zusätzlichen Drahts an den Spitzenträger kann man so einen vierten Kontakt improvisieren. Die richtige Position des zusätzlichen Kontakts an dieser „Twin-Tip“ muss dabei mit etwas experimentellem Geschick angepasst werden. Die Twin-Tip ist nicht als Tunnelspitze ausgelegt. Sie kann im Nanoprobe RTM aber jeden beliebigen Metall-Film kontaktieren und einen Querstrom aufprägen. Der Kontakt wird durch Absenkung der Twin-Tip auf den Metallfilm hergestellt.

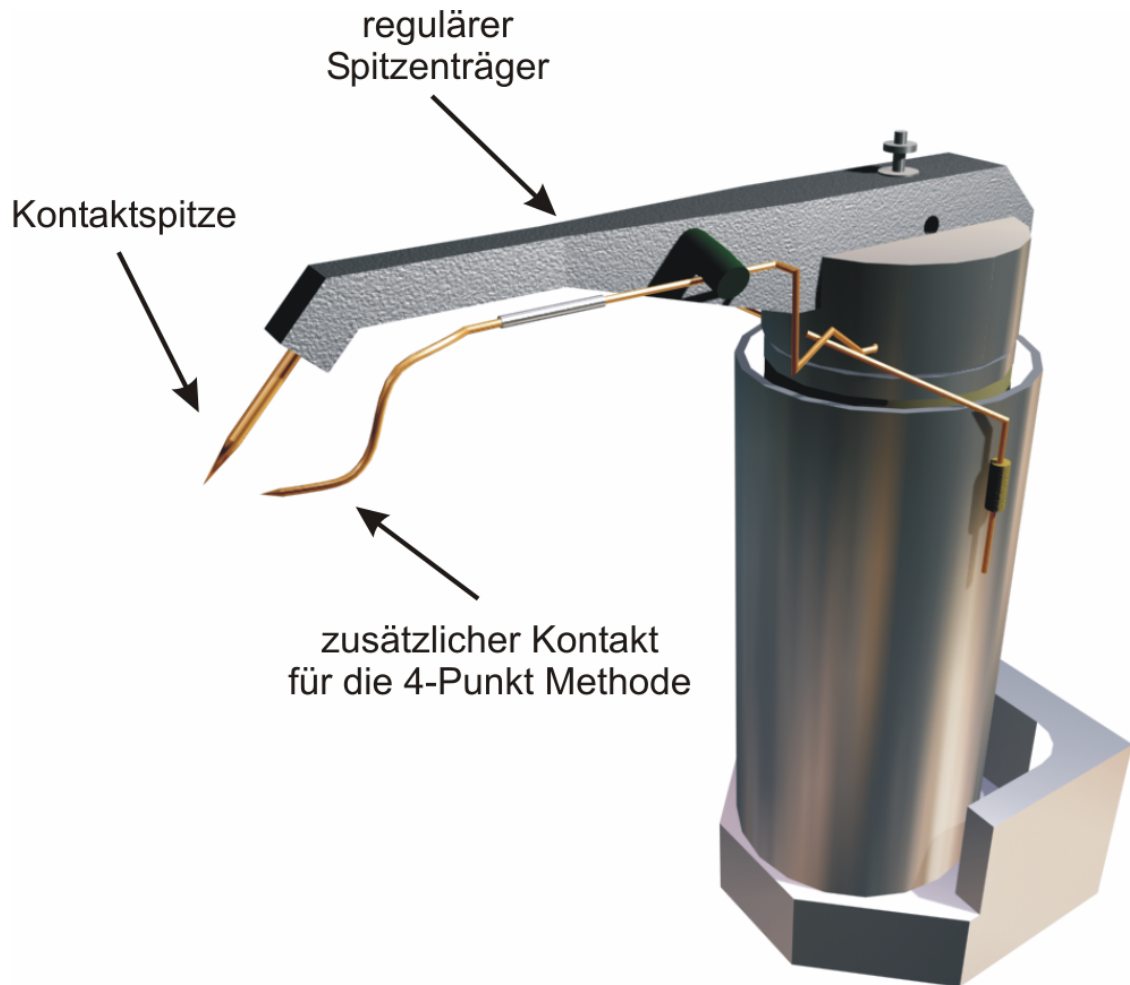


Abb. 25 Twin-Tip:

Durch die Modifizierung des RTM sind neue experimentelle Möglichkeiten entstanden. So kann ein vierter Kontakt improvisiert werden. Dieser wird zusammen mit der Kontaktspitze grob auf die Probe aufgesetzt.

3.3 Tunnelspitzen

Die verwendeten Spitzenträger werden mit unterschiedlichen Typen an Tunnelspitzen ausgerüstet. Dabei wird unterschieden, ob die Spitze zum Kontaktieren der Metallfilme verwendet wird oder ob die Spitze zum Abbilden der Topographie, der Potentiale etc. genutzt wird.

Zum Kontaktieren der Metallfilme wurden Gold-Spitzen verwendet. Diese bringen den Vorteil mit sich, dass Gold (Au) ein verhältnismäßig weiches Metall ist und die abgeschiedenen Metallfilme nicht durchstößt. Zusätzlich bildet Au auf einem Halbleiter wie z.B Silizium eine gute Schottky-Barriere aus. Die Au-Spitzen werden ex-situ in einer 70 % KCl-Lösung elektrochemisch geätzt (Nam, 1995; Melmed, 1991). Als

Kathode wird ein Graphit-Stab verwendet. Während des Ätzprozesses verjüngt sich der Umfang des verwendeten Au-Drahts (\varnothing 0.5 mm) bis sich eine Au-Spitze ausformt.

Zur Abbildung der Topographie werden Tunnelspitzen aus Wolfram (\varnothing 0.38 mm) verwendet. Die W-Spitzen sind ausgesprochen hart und unflexibel, was die Stabilität des Tunnelkontakts begünstigt. Außerdem können die Spitzen mit einem Spitzenradius bis zu 150 nm präpariert werden. Die Verwendung von Wolfram-Spitzen als Kontaktspitzen hat sich nicht bewährt, da diese den Metallfilm durchstoßen und die Schottky-Diode für BEEM-Experimente unbrauchbar macht. Die Tunnelspitzen werden präpariert, indem der W-Draht in 3 molarer NaOH-Lösung elektrochemisch geätzt wird (Ibe, 1990). Als Kathode wird ein Platin-Iridium-Draht verwendet.

Nach der Formgebung der Spitzen durch den Ätzprozess scheiden sich Adsorbate aus der Umgebungsluft auf der Spitze ab. Da man verhindern möchte, dass diese (undefinierten) Adsorbate auf den epitaktischen Proben im Vakuum abgesondert werden, müssen nachträgliche Reinigungsprozeduren an den Spitzen durchgeführt werden. Im Falle der W-Spitzen kommt noch hinzu, dass Wolfram in Verbindung mit Sauerstoff der Umgebungsluft oxidiert. Dadurch ist die Tunnelspitze an ihrem Apex nicht mehr - oder nur schlecht - metallisch leitend. Eine metallische Leitfähigkeit der Tunnelspitze ist in der Rastertunnelmikroskopie jedoch vorausgesetzt (siehe Kap. 2.1). Um die Adsorbate und Oxide zu entfernen, werden die Spitze nachträglich im Vakuum geheizt. Dies geschieht in der Präparationskammer des Nanoprobe. Die Spitzen werden dazu in ein Wolframfilament eingefädelt und auf Erdpotential gelegt. Das Wolframfilament wird erhitzt und auf positive Hochspannung gelegt (Abb. 26). Die aus dem Filament austretenden Elektronen werden auf die Spitze beschleunigt und heizen diese durch Elektronenstoß. Die Au-Spitzen werden dabei für 1 s bis knapp unter dem Schmelzpunkt geheizt, dazu ist eine Heizleistung von 8,5 W notwendig. Die W-Spitzen können durch ihren höher liegenden Schmelzpunkt mit bis zu 14 W geheizt werden. Im Resultat sind die Spitzen nach Abkühlen metallisch glänzend, ohne ihre im Ätzprozess erhaltene Form zu verlieren.

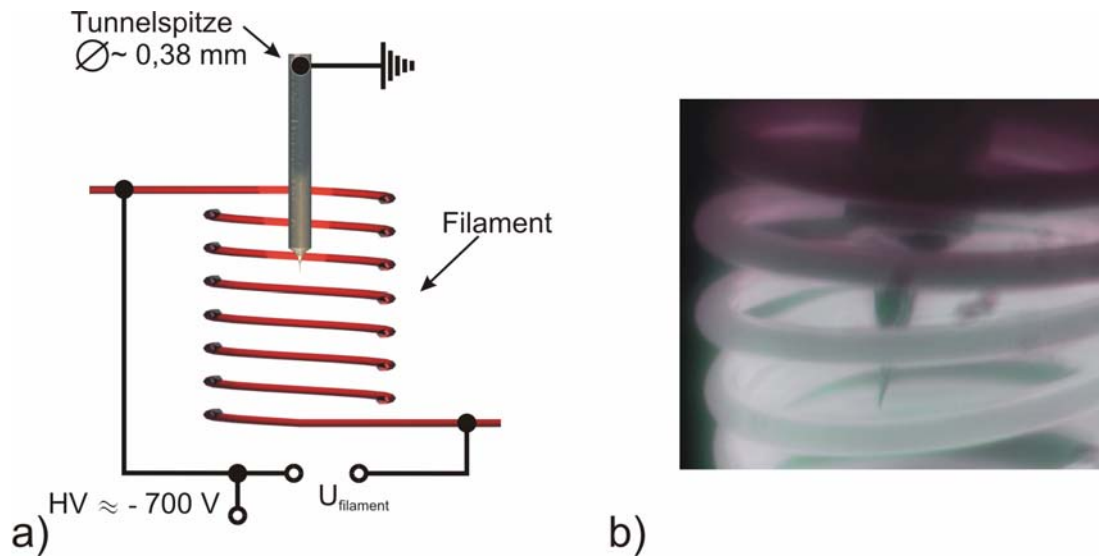


Abb. 26 Elektronenstoßheizung der Spitze:

- a) Die Spitze wird in die Mitte des W-Filaments eingeführt. Die aus dem Filament tretenden Elektronen heizen die Spitze. Durch die Spitzenheizung werden Adsorbate und Oxide entfernt.**
- b) Fotografie der Spitze im W-Filament. Nach dem Elektronenstoßheizen wird die Spitze metallisch glänzend.**

4 Präparation ultradünner Filme

Wie schon in den vorangegangenen Kapiteln erwähnt, werden große Ansprüche an die Qualität der Filme gestellt. Neben einem nahezu idealen Wachstum sollen die Filme nur einige Monolagen dick sein und außerdem einen Schottky-Kontakt ausbilden. Filme, die diesen Ansprüchen genügen, kann man durch Aufbringen von Wismut (Bi) oder Silber (Ag) auf einem Silizium-Substrat erhalten.

Silizium (Si) ist ein geeignetes Substrat, weil flache und saubere Si-Oberflächen leicht präpariert werden können. Weiterhin ist Si ein Halbleiter und somit (semi)isolierend. Die Halbleitereigenschaft ist für BEEM Experimente von Bedeutung. Bei tiefen Temperaturen lässt sich die elektrische Leitfähigkeit des Halbleiters fast gänzlich reduzieren, was man in der Potentiometrie ausnutzen kann. Außerdem wurden Si-Einkristalle in der Oberflächenphysik sehr häufig untersucht, so dass außerordentlich viel über die Eigenschaften des Materials bekannt ist.

Wismut und Silber lassen sich auf einem Silizium-Substrat aufbringen, ohne ein Silizid zu bilden. Es sind Metalle, die sich deutlich in ihrem spezifischen Widerstand unterscheiden, so dass die ultradünnen Filme bei gleicher Filmdicke eine unterschiedliche elektrische Leitfähigkeit besitzen (Glg. 1).

Durch Vergleich lassen sich dann unter Umständen die elementaren Dissipationsprozesse der elektrischen Leitung isolieren. Die bevorzugte Methode zur Analyse hierzu wäre die Potentiometrie. Beide Materialien unterschieden sich in ihrer Bandstruktur, was für BEEM von Bedeutung ist. Wie (Bobisch, 2007) gezeigt hat, ist das System Bi/Si für BEEM Experimente ideal, da es für ballistische Elektronen quasi transparent ist.

4.1 Silizium Präparation

4.1.1 Si(100)

Vor dem Aufwachsen der ultradünnen Metallfilme müssen die Si-Einkristalle geeignet präpariert werden. Dazu wird ein n-Typ Si(100)-Einkristall^{††}, mit einer Fehlneigung von 1° , ex-situ mit Flusssäure (HF) behandelt, um das Oxid (SiO_2) von der Oberfläche zu entfernen. Bei dieser Reaktion löst das Fluor das Si aus der SiO_2 Bindung heraus, und der freigewordene Wasserstoff bindet an freien Adsorbatplätzen der Si-Oberfläche. Hierdurch ergibt sich eine Wasserstoff passivierte Si(100):H Oberfläche. Die so vorbereitete Probe wird ins Vakuum transferiert und kann in-situ weiter präpariert werden. Anschließend wird der Metallfilm entweder direkt auf der Si(100):H Oberfläche aufgebracht oder die Probe wird durch einen zusätzlichen „Flash“-Prozess in eine Si(100)-2x1 rekonstruierte Oberfläche überführt. Um die Proben zu flashen, wird im Vakuum ein Strom durch die Probe geschickt, der das Si aufheizt (Direktstrom-Heizung). Die Proben werden dann bis knapp unter den Schmelzpunkt (Si-Schmelzpunkt bei 1687 K) geheizt, so dass die obersten atomaren Lagen bereits von der Probe abdampfen, ohne dass die ganze Probe aufschmilzt. Mit einem Massenspektrometer lässt sich die Desorptionstemperatur experimentell leicht bestimmen (Abb. 27).

^{††} n-Typ Si(100) ($2.5 \cdot 10^{-2} \Omega\text{m}$), Typ 8-2, Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltung und Systeme.

Die Probe hat eine Größe von $5 \times 8 \text{ mm}^2$ und eine Dicke von $\sim 0.7 \text{ mm}$.

Die Rückseite des Einkristalls ist mit As dotiert, um einen ohmschen Rückkontakt zu erzeugen. Die Si-Proben haben auf ihrer Vorderseite ein künstlich aufgewachsenes Oxid. Dieses ist dicker als das native Oxid und lässt sich nicht alleine durch den Flash-Prozess entfernen.

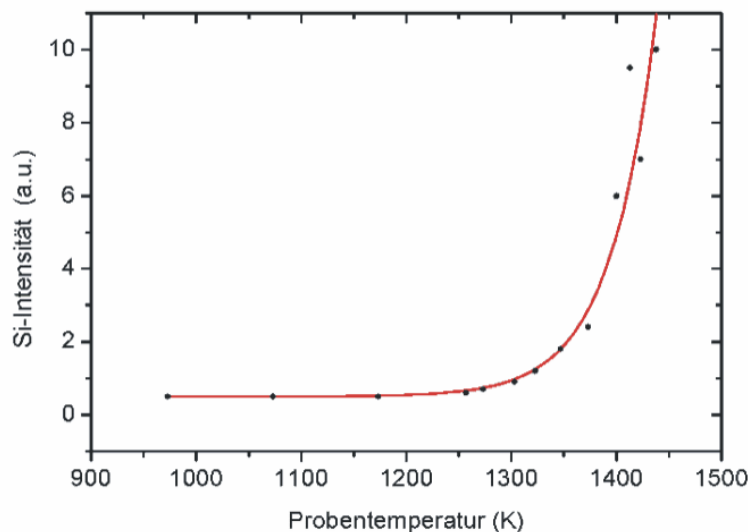


Abb. 27 Desorption von Si beim Direktstromheizen:
 Der Druckanstieg des Si-Partialdrucks wird gegen die Si-Proben-Temperatur (gemessen mit einem Pyrometer) aufgetragen. Die Desorption beginnt ab etwa 1200 K.

Der Präzisionsmanipulator wird vor dem Flash-Prozess mit flüssigem Stickstoff (LN_2) gekühlt, um anschließend ein schnelleres Abkühlen der Probe zu ermöglichen. Außerdem wirkt der Kryostat durch die Kühlung wie eine Pumpe und verbessert das Vakuum in der Kammer. Die Probe wird über einen Direktstrom auf 1500 K geheizt und diese Temperatur für 3 s beibehalten. Durch das lange Halten der Endtemperatur nahe des Schmelzpunkts stellt man sicher, dass keine desorbierten Teilchen auf die Probenoberfläche readsorbieren. Dieser Flash-Prozess wird bis zu 3 Mal wiederholt. Beim erstmaligen Flash-Prozess einer neuen Probe bietet sich eine alternative Präparationsart an. Da beim ersten flashen besonders viele Verunreinigungen frei werden, kann man die Probe in Schritten von 100 K (mit jeweiligem Kühlen der Probe auf 900 K) auf die Endtemperatur von 1500 K bringen. Hintergrund hierbei ist, dass zu viele Teilchen, die in das Restgas desorbieren, wieder auf der Oberfläche readsorbieren können und so die Oberflächenrekonstruktion des Si-Einkristalls verunreinigen.

Nach der Durchführung der 3 Flash-Zyklen wird die Probe auf Erdpotential gelegt und auf 130 K heruntergekühlt. Anschließende Untersuchung mit LEED sollte dann die Oberflächenrekonstruktion zeigen.

Bei Si(100):H Proben ergibt sich nach der HF-Behandlung die Wasserstoff passivierte Si(100)-1x1 Oberfläche. Der Wasserstoff unterdrückt dabei die Entstehung einer Oberflächen-Rekonstruktion. Anders als bei den Wasserstoff passivierten Proben

bildet sich bei den geflashten Proben während ihres Abkühlens auf Raumtemperatur eine Si(100)-2x1 Rekonstruktion aus.

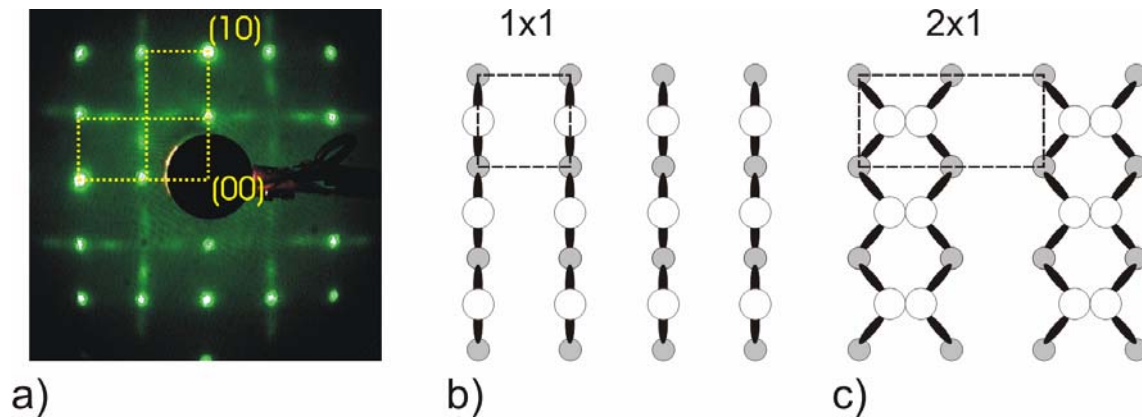


Abb. 28 LEED-Bild der geflashten Si(100) Proben:

a) Die rechteckige Si(100)-2x1 Rekonstruktion lässt sich erkennen (51eV, $T_{\text{Probe}}=140\text{K}$).

Ihre Einheitszelle ist jeweils um 90° gedreht. Zusätzlich tauchen weitere Reflexe im Abstand von $\frac{1}{4}$ der regulären Si(100)-1x1 Reflexe auf. Diese deuten auf das Bestehen der c(4x2) Rekonstruktion hin.

b) Modell für die Si(100)-1x1, helle Kreise bez. die oberste Lage, grau eine atomare Lage darunter. Im quadratischen Netz beträgt der Nächste-Nachbar-Abstand 0.38 nm.

c) Rechteckige Einheitszelle der Si(100)-2x1 Rekonstruktion.

Abb. 28 a) zeigt das Beugungsmuster der Si(100)-2x1 rekonstruierte Oberfläche. Die Si(100)-2x1 entsteht durch Paarung der benachbarten Atome der obersten Si-Lage zu Dimeren (Abb. 28 b). Dies bildet dann eine rechteckige 2x1 Einheitszelle (Abb. 28 c). Die Rekonstruktion dreht ihre Ausrichtung an jeder monoatomaren Stufe um 90° . Dies lässt sich auch in der Realraum-Abbildung mit der RTM zeigen (Abb. 29 a). Der Si(100)-2x1 ist mit dem Beugungsmuster der Si(100)-c(4x2) überlagert. Diese Rekonstruktion geht bei tiefen Temperaturen aus der 2x1 hervor. Da ihre Ausprägung in den durchgeführten Messreihen aber für das Filmwachstum nicht relevant ist, soll auf ihre Strukturbeschreibung verzichtet werden.

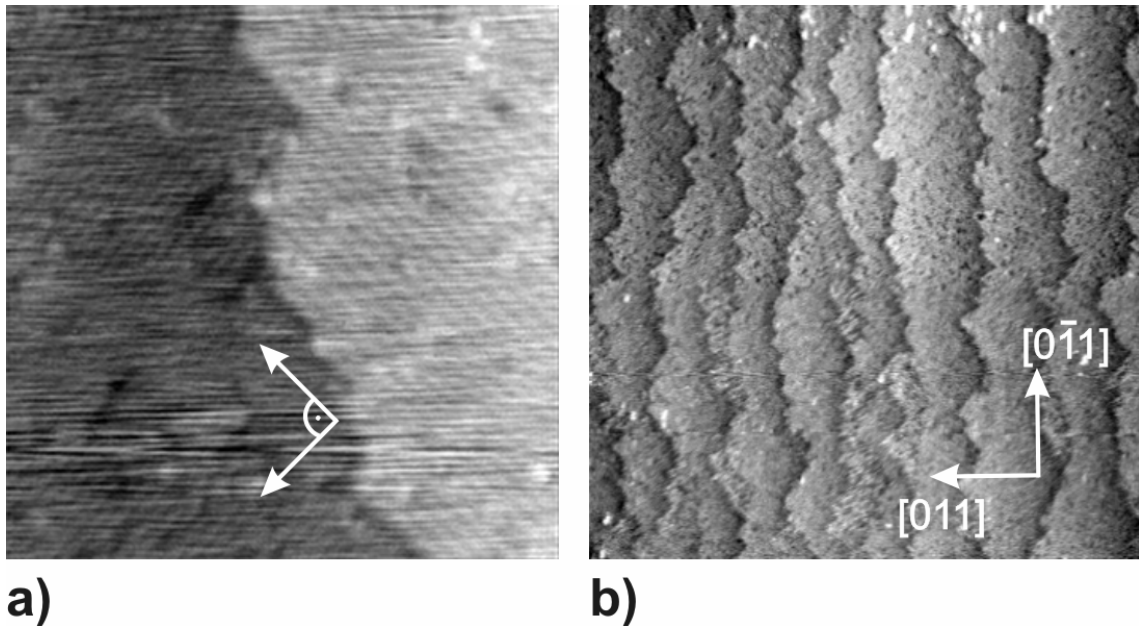


Abb. 29 RTM-Bilder der Si(100)-2x1 Oberfläche:

- a)** Die Rekonstruktion ändert ihre Richtung beim Sprung von einer Si(100) Terrasse auf die nächste. Zusätzlich kann man Defekte in der Rekonstruktion ausmachen (30 x 30 nm², T_{Probe}=RT, U_{ext}=-1.1V, I_{tunnel}= 20pA).
b) Si(100) mit 1° Fehlneigung in [011] Richtung; Die Terrassenbreite beträgt ~20 nm (170 x 170 nm², T_{Probe}=RT, U_{ext}=-1.0V, I_{tunnel}= 15pA)

Neben der Rekonstruktion kann man in Abb. 29 b) die Fehlneigung des verwendeten Substrats in [011] Richtung sehr gut ausmachen. Es sind einzelne atomaren Stufen auf dem Si(100) zu erkennen, diese haben eine mittlere Terrassenbreite von 20 nm. Die Stufenhöhe in dieser Oberfläche beträgt 0.138 nm.

Saubere Si(100) Oberflächen sind sehr reaktiv und binden schnell Adsorbate aus dem Restgas. Bei einem Kammerdruck von $5 \cdot 10^{-10}$ mbar sind die Proben etwa 24 Stunden haltbar, bevor die Oberfläche gänzlich mit Adsorbaten zugesetzt ist.

4.1.2 Si(111)

Analog zur Präparation der Si(100) Oberflächen werden auch die Si(111) Proben vorbereitet. Nach der Passivierung mit Wasserstoff werden die Proben ins Vakuum eingebracht. Dann kann der Metallfilm direkt auf die Si(111):H aufgebracht werden, oder aber die Probenoberfläche in eine Si(111)-7x7 überführt werden.

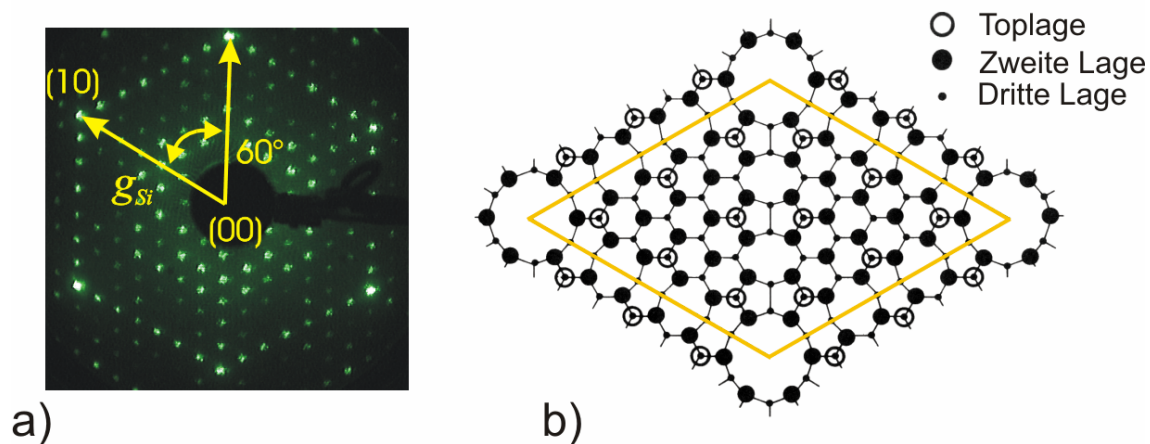


Abb. 30 Si(111)-7x7:

a) LEED Aufnahme der rekonstruierten Oberfläche. Auf der Linie zwischen (00)-Reflex und (10)-Reflexe liegen insgesamt 6 Reflexe (36eV, $T_{\text{Probe}}=160\text{K}$).

b) Modell der 7x7 Rekonstruktion, aus (Zangwill, 1988). Die colorierten Seiten der Einheitszelle haben eine Länge von 2.7 nm.

Um die Si(111)-7x7 Rekonstruktion (Abb. 30 b) zu erzeugen, wird die Probe wie beim Si(100) geflasht, anschließend aber langsam abgekühlt. Nach dem letzten Flash-Zyklus wird die Probe von 1200 K an mit einer Rate von 1 K/s auf Raumtemperatur (RT) abgekühlt. Das langsame Herunterkühlen begünstigt thermodynamisch die Bildung der 7x7 Rekonstruktion.

Die LEED Untersuchung in Abb. 30 a) ergibt für die Si(111)-7x7 Oberfläche eine hexagonale Anordnung der Atome. Es zeigen sich im Abstand von $\frac{1}{7}g_{Si}$ der 1x1-Oberfläche zusätzliche Maxima, wobei g_{Si} einem reziproken Gittervektor der idealen Si(111) Oberfläche entspricht. Die Si(111)-7x7 lässt sich im RTM sehr leicht abbilden, da sie eine hohe Korrugation besitzt (Abb. 31).

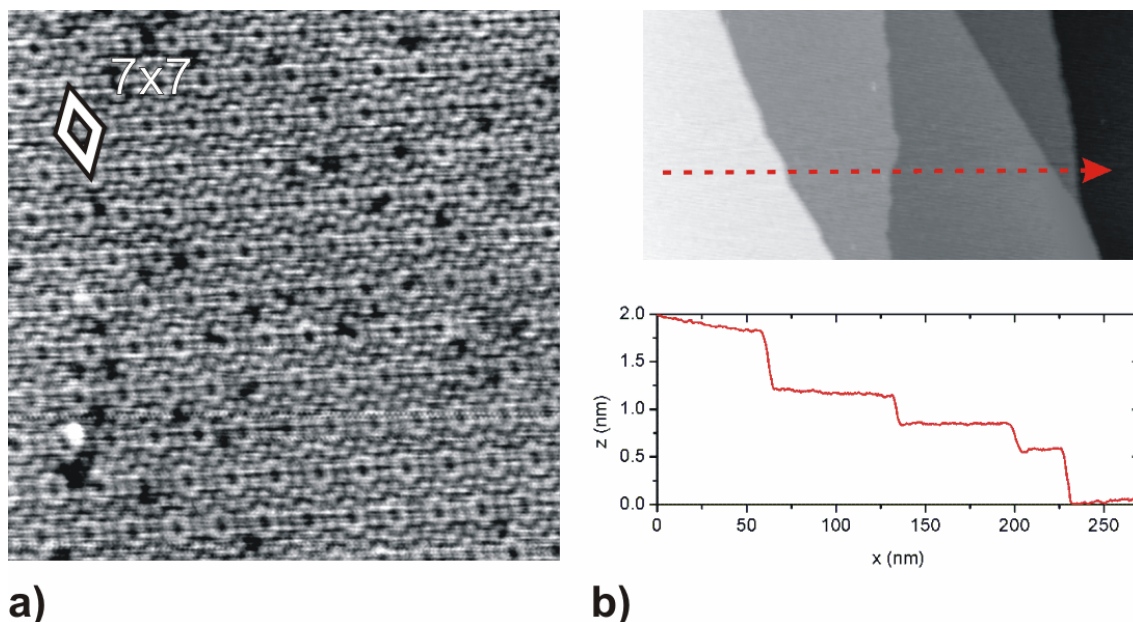


Abb. 31 RTM-Bilder der Si(111)-7x7:

- a)** Topographie der 7x7 Rekonstruktion. Die Seiten der eingezeichneten Einheitszelle haben eine Seitenlänge von 2.7 nm ($28 \times 28 \text{ nm}^2$, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$, $U_{\text{ext}} = -2.0 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 60 \text{ pA}$)
b) Die Stufenhöhe der Si(111) beträgt 0.31 nm ($270 \times 270 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -1.3 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 20 \text{ pA}$).

Die verwendeten Si(111) Proben haben eine geringere Fehlneigung und sind daher weniger stark gestuft als die Si(100) Proben. Wie Abb. 31 b) zeigt, beträgt die Terrassenweite etwa 70 nm. Die Stufenhöhe der Si(111)-Oberfläche beträgt 0.31 nm.

Die 7x7 Rekonstruktion lässt sie sich mit weniger Defekten im atomaren Gitter als die Si(100)-2x1-Rekonstruktion präparieren. Außerdem ist sie bei weitem nicht so reaktiv wie die Si(100)-2x1. Sie bleibt im Vakuum länger sauber als die 2x1 und lässt sich somit länger untersuchen.

4.2 Bi-Filme auf Silizium

Bei der Potentiometrie (Kap. 2.2) sollen Potentialänderungen detektiert werden, die mit der angelegten Spannung skalieren. Um eine große Potentialdifferenz an einen metallischen Film anlegen zu können, wurde ein Material ausgewählt, das für ein Metall eine relativ geringe Leitfähigkeit besitzt und zum anderen epitaktisch aufwächst.

Ein Material mit diesen Eigenschaften ist Wismut (Bi). Es zeichnet sich durch seinen extrem hohen spez. Widerstand von $\rho_{\text{Bi}} = 130 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$ aus. Im Periodensystem der natürlich vorkommenden Elemente besitzt nur Mangan eine geringere Leitfähigkeit ($\rho_{\text{Mn}} = 160 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$). Diese Werte sind hier nur als Richtwerte genannt, da der spez.

Widerstand von Bi sowohl von der Schichtdicke als auch der Temperatur abhängt (Kumar, 1990). Im Festkörper kommt Bi in einer komplexen Struktur vor. Seine Einheitszelle ist in Abb. 32 skizziert.

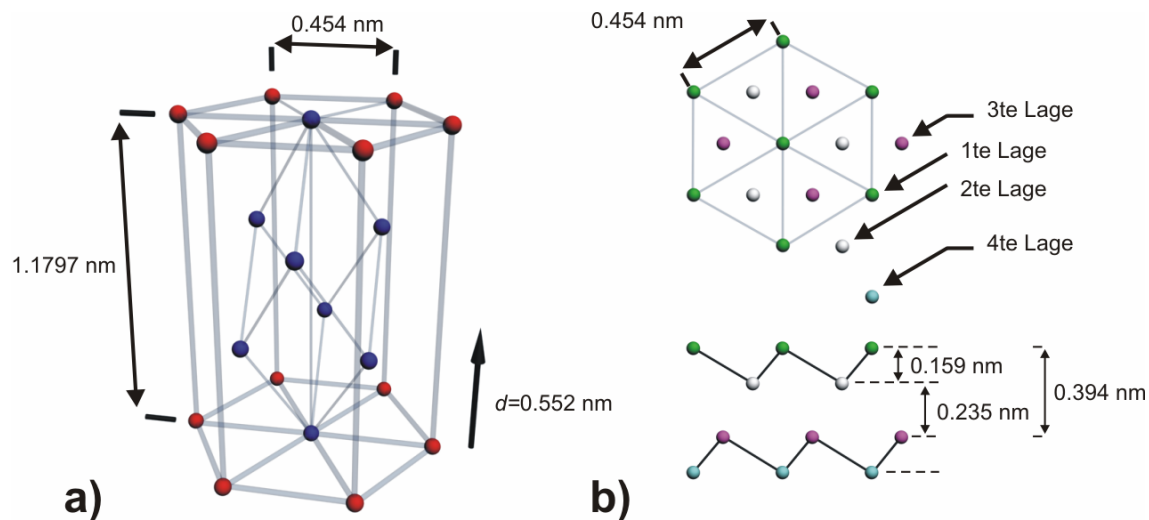


Abb. 32 Bi im Festkörper:

a) Einheitszelle (rhombohedrale A7 Struktur). Bi besitzt eine 2 atomige Basis. Um die Bi-Einheitszelle zu komplettieren, muss eine zusätzliche, entlang d um 0.552 nm verschobene, Einheitszelle hinzugefügt werden.

b) Projektion der hexagonalen Bi(111) Oberfläche (oben). Eine Bi Stufe der (111) Oberfläche besteht aus einer Bi-Bilage. Diese hat eine Höhe von 0.394 nm (unten).

Für das weitere Verständnis ist wichtig, dass die Bi(111) Oberfläche eine hexagonale Einheitszelle mit einer Seitenlänge von 0.454 nm besitzt. An atomaren Stufenkanten wird das Bi-Gitter in einer Doppellage mit einer Höhe von 0.394 nm gebrochen. Die in Abb. 32 angegebenen Werte wurden von (Liu, 1995) und (Mönig, 2005) theoretisch und experimentell bestimmt.

Im Folgenden soll das Wachstum von Bi-Filmen auf der einkristallinen Si(111) und Si(100) Oberfläche beschrieben werden.

4.2.1 Bi auf Si(111)

Bi-Filme mit einer Filmdicke von 3-5 nm wurden auf einem Si(111)-7x7 Substrat (siehe 4.1.2) aufgewachsen. Das Si-Substrat wurde während der Deposition auf 130 K gekühlt. Das in Kapitel 3.2.3 beschriebene Maskensystem wurde verwendet, um mehrere unabhängige Metallfilme auf dem Substrat aufzubringen. Dabei wurde ausgenutzt, dass sich der Film am Rand des aufgetragenen Films ausdünn. Die Probe wurde während der Erwärmung auf Raumtemperatur über eine Temperaturspanne von 130 K bis 300 K

mit LEED untersucht und die Änderung der Filmmorphologie aufgezeichnet. Die Realraumabbildung der Probe wurde im RTM durchgeführt.

Nach Aufbringen von 3-5 nm Bi auf der Si(111)-7x7 Oberfläche zeigen sich bei einer Substrattemperatur von 130 K sechs Bi-Reflexe, die die hexagonale Anordnung der Atome in der Bi(111) Oberfläche widerspiegeln. Bezogen auf den (00) Reflex liegen diese Bi-Reflexe bei $\frac{6}{7}g_{Si}$. Zusätzlich zu diesen Reflexen taucht ein Ring auf, der die Bi(111)-Reflexe umfasst. Der Radius des Rings entspricht dabei g_{Si} (Abb. 33 a).

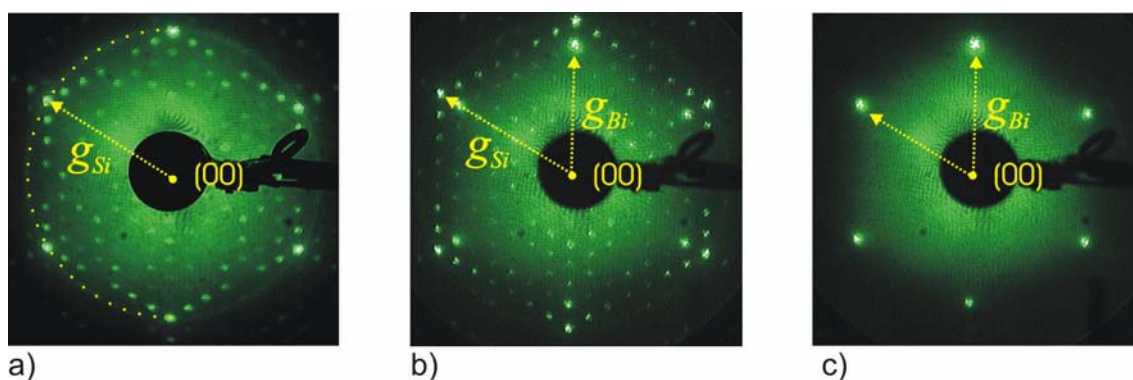


Abb. 33 LEED Untersuchung des Bi Films:

a) Beugungsmuster von der Si(111)-7x7 Oberfläche und dem Bi-Film. Zur Verdeutlichung ist der Ring mit Radius g_{Si} markiert. Er liegt auf der Si(111)-1x1 (40eV, $T_{Probe}=258K$).

b) Nach Erwärmung des Films. Der Ring hat sich aufgelöst, die Bi(111)-Reflexe sind stärker ausgeprägt (34eV, $T_{Probe}=258K$).

c) Beugungsmuster vom Mittelpunkt des Bi-Films. Die hexagonale Anordnung der Bi(111) Oberfläche hat sich ausgebildet (34eV, $T_{Probe}=258K$).

Erwärmt man die Probe auf RT, so rutscht der Ring von den Si(111)-1x1 Reflexen nach innen auf die Bi(111)-Reflexe, die dann stärker ausgeprägt sind. Diese liegen kommensurabel auf der Si(111)-7x7 (Abb. 33 b). Dass sich in Abb. 33 a) und b) sowohl die Bi-Reflexe als auch die Si Reflexe abbilden lassen ist ein Nebeneffekt der verwendeten Maskentechnik. Da der Elektronenstrahl bei LEED nicht ausschließlich auf den Bi-Filmen fokussiert wird, sondern auch auf das Substrats trifft, bekommt man einen relativen Vergleich beider LEED-Muster. Für das Verhältnis zwischen Bi- und Si-Einheitszelle gilt dann:

$$g_{Bi} = \frac{6}{7} g_{Si},$$

wobei g_{Bi} , g_{Si} die reziproken Gittervektoren von Bi und Si bezeichnen.

Für die Gitterabstände im Realraum a_{Bi} , a_{Si} ergibt sich daraus ein Verhältnis, dass Nagao et al. als „magic mismatch“ bezeichnen (Nagao, 2004):

$$6|a_{Bi}| = 7|a_{Si}|.$$

Mit einer Gitterkonstante für das Si(111)-Substrat von 0.38 nm ergibt sich die Bi(111) Gitterkonstante dann zu 0.448 nm. Dies entspricht einer Kompression von 1.3% bzgl. der Anordnung im Festkörper (0.454 nm).

Diese Ergebnisse lassen sich mittels Strukturanalyse im RTM veranschaulichen. Hierzu wurde der Metallfilm zunächst von seinem ausgedünnten Rand bis zu den Stellen größerer Schichtdicke untersucht. Ein Nachteil dieser Vorgehensweise ist, dass man auf diese Weise die Kontrolle über die absolute Schichtdicke verliert. Die Entwicklung des Bi-Films lässt sich aber sehr gut erkennen. Abb. 34 a) zeigt einen Bereich, der am äußersten Rand des Bi-Films aufgenommen wurde. Es zeigt sich eine granulare Struktur, die bereits begonnen hat, einzelne Inseln auszubilden. Zwischen den Inseln sind einzelne Nukleationskeime erkennbar. Nach (Nagao, 2004) bildet dieses Granulat eine Pufferlage, die die Verspannung des Bi-Films zum Si-Substrat auffängt. Diese Pufferlage hat ein Schichtdicken-Äquivalent von bis zu 2 Monolagen. Anschließend beginnen sich Bi-Inseln auszubilden. Die Orientierung dieser Inseln ist von den Nukleationskeimen determiniert. Die Inseln sind in sich geschlossen und haben eine glatte Oberfläche. Mit dem RTM lässt sich ihre mittlere Höhe auf 2-3 Bi Doppellagen bestimmen. Ausgehend von diesen Inseln wächst das Bi zu höheren Schichtdicken zu einem geschlossenen Film zusammen. Abb. 34 b) zeigt einen solchen Film, bei dem das Material nicht ausreichte, um die Lagen komplett zu schließen. Er ist mit einzelnen Löchern versetzt, die bis auf die Pufferlage herabreichen.

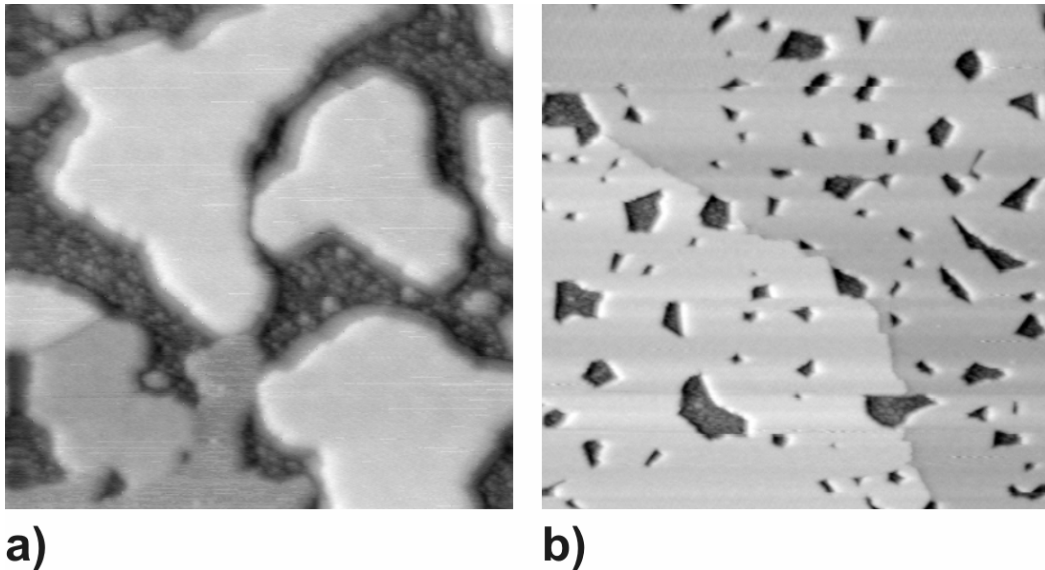


Abb. 34 rauher Bi/Si(111) Film:

- a)** Zwischen den glatten Inseln ist die Pufferlage erkennbar ($72 \times 72 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -1.4 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 80 \text{ pA}$).
b) Der Film ist fast geschlossen. In der Mitte zieht sich eine überwachsene Si(111)-Stufe durch das Bild ($136 \times 136 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -1.35 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 80 \text{ pA}$).

Beträgt die Schichtdicke mehr als 6 Monolagen, so bildet sich ein vollständig geschlossener Film (Nagao, 2004). Ein solcher Film ist exemplarisch in Abb. 35 a) gezeigt. Der Film ist geschlossen und besitzt eine geringe Rauigkeit von 1-2 Bi-Doppellagen. Weiterhin lassen sich Korngrenzen ausmachen (Abb. 35 b). Diese sind beliebte Adsorptionsplätze und zeichneten sich dadurch aus, dass sie von Adsorbaten aus dem Restgas dekoriert werden. Diese Korngrenzen entstehen beim Zusammenwachsen verschiedener Inseln zur geschlossenen Lage.

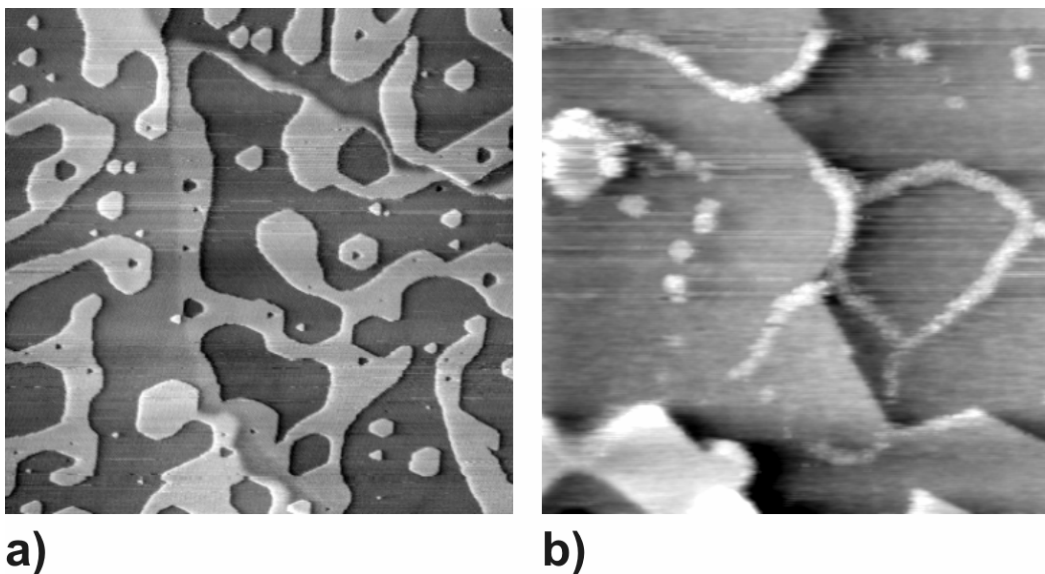


Abb. 35 Epitaktischer Bi(111) Film auf Si(111)-7x7:

- a)** Der Film ist geschlossen und hat eine Rauigkeit von 1-2 Bi-Doppellagen ($280 \times 280 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -1.30 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 80 \text{ pA}$).
b) Adsorbate auf der Probe ziehen Linien entlang der Korngrenzen ($50 \times 50 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -0.5 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 10 \text{ pA}$).

Unter idealen Bedingungen - sowohl für die Tunnelspitze als auch für die Filmqualität - ist es gelungen, die hexagonale Einheitszelle atomar aufzulösen (Abb. 36 a). Diese stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der durch die Elektronenbeugung bestimmten Wert von 0.448 nm überein. Neben der Verifizierung der hexagonalen Bi(111) Anordnung, ließ sich zusätzlich eine Bi-Stufe, dies entspricht einer Bi-Doppellage, abbilden. Wie Abb. 36 b) zeigt, ändert sich die Orientierung der Atome über eine solche Stufe nicht. Die Atome an der Stufenkante ließen sich nicht auflösen. Dies deutet darauf hin, dass die Atome an der Stufenkante bei 130 K immer noch mobil sind, oder die Güte der Spitze reicht nicht aus. Es lässt sich aber erkennen, dass der Bereich an der Stufenkante leicht abgesenkt ist, was darauf hindeutet, dass der Umbruch an der Stufe nicht abrupt passiert, sondern noch unter Einbezug einer weiteren atomaren (Zwischen-) Lage stattfindet.

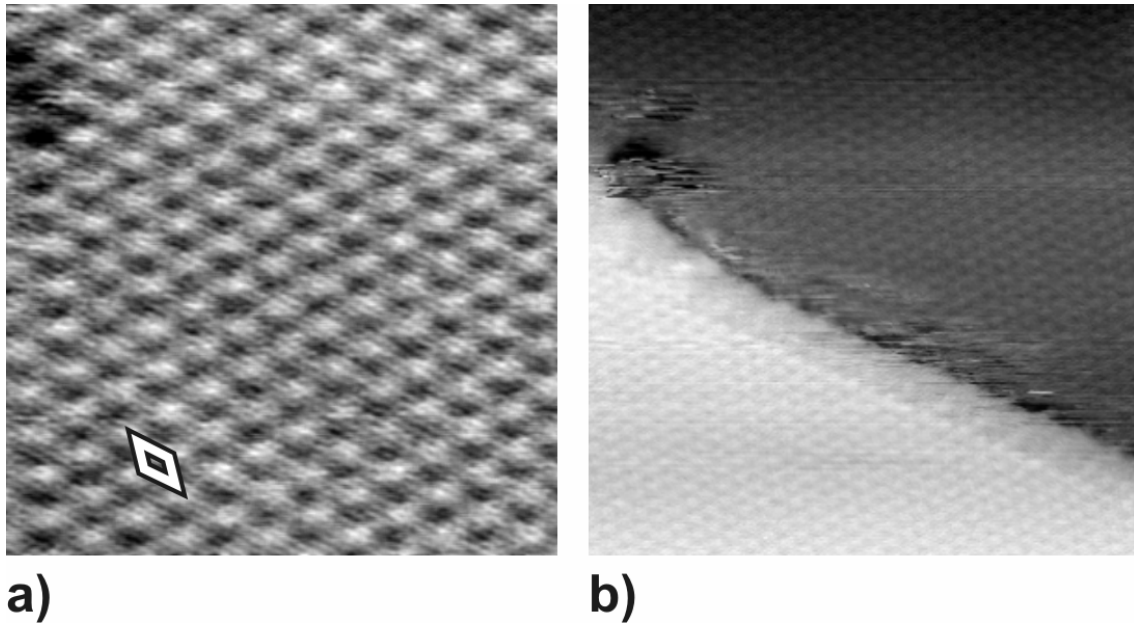


Abb. 36 Atomare Auflösung:
a) Die hexagonale Einheitszelle der Bi(111) Oberfläche hat eine Seitenlänge von 0.448 nm. Diese ist gegenüber der EZ im Festkörper um 1.3% komprimiert ($4.5 \times 4.5 \text{ nm}^2$, $T_{\text{probe}}=130\text{K}$, $U_{\text{ext}}=0.5\text{V}$, $I_{\text{tunnel}}=30\text{pA}$).
b) Bi Dopplestufe im RTM. Die Atome an der Stufenkante konnten nicht aufgelöst werden ($11 \times 11 \text{ nm}^2$, $T_{\text{probe}}=130\text{K}$, $U_{\text{ext}}=0.5\text{V}$, $I_{\text{tunnel}}=30\text{pA}$).

Weitere strukturelle Details zum System Bi/Si(111)- 7×7 sind bei (Nagao, 2005, 2004, 2000; Yaginuma, 2003; Kammler, 2005) nachzulesen.

4.2.2 Bi auf Si(100)

In diesem Kapitel wird das Wachstum von Bi auf Si(100) beschrieben. Es wird sich zeigen, dass sich dieses System ähnlich zu dem gerade behandelten verhält. Bi/Si(100) zeigt jedoch ein anderes Temperaturverhalten. Die in Kap. 4.2.1 vorgestellten Beobachtungen zu Bi/Si(111)-7x7 ergänzen aber die Interpretation zum Wachstumsverhalten von Bi auf Si(100).

Zunächst sollen Bi-Filme mit einer Schichtdicke von 3-5 nm auf der Wasserstoff passivierten Si(100)-1x1:H Probe diskutiert werden. Nach dem Aufdampfen des Bi auf das gekühlte Substrat ($T_{\text{Probe}} = 130 \text{ K}$) war bis auf ein diffuses Leuchten des LEED-Schirms kein LEED-Bild zu erkennen. Auftauen bis RT konnte ebenfalls kein Beugungsbild erzeugen. Anschließende Heizschritte bis 400 K hatten ebenfalls keine Auswirkung auf das diffuse LEED Bild. Abb. 37 zeigt repräsentative Topographie-Bilder der untersuchten Bi-Oberfläche.

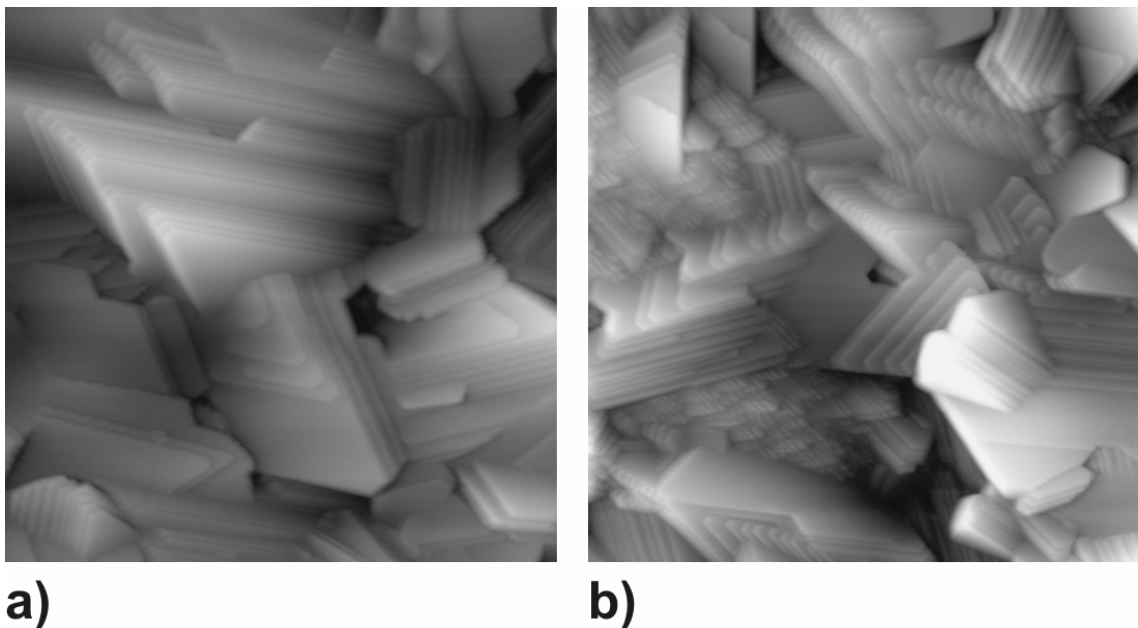


Abb. 37 Mosaik-Struktur:

Abbildung zweier repräsentativer Stellen a) und b) auf der Oberfläche. Mehrere Bi-Kristalle ragen aus der Oberfläche. Die Topographie variiert von 0nm (dunkel) bis 7.8 nm (hell), (200 x 200 nm², $U_{\text{ext}} = -1.7\text{V}$, $I_{\text{tunnel}} = 15\text{pA}$).

Es hat sich eine Mosaik-Struktur ausgebildet, die der Morphologie von Bi-Kristallen stark ähnelt. Diese Oberfläche zeichnet sich durch unterschiedliche Bi-Kristallebenen aus, die in willkürlichen Winkeln in der Oberfläche liegen, oder aus dieser Oberfläche herausragen. Eine solche polymorphe Oberfläche erklärt das diffuse LEED-Bild.

Anders verhält sich Bi, wenn man es auf der durch Flashen erzeugten Si(100)-2x1 Oberfläche abscheidet. Unmittelbar nach der Deposition des Materials ist ein LEED-

Muster erkennbar. Abb. 38 b) zeigt zwölf Bi-Reflexe erster Ordnung bei Raumtemperatur, die von den Si(100)-2x1 Reflexen erster Ordnung eingerahmt sind und durch die verwendete Maskentechnik gleichzeitig abgebildet werden können. Aus diesem LEED-Bild lässt sich ableiten, dass Bi geordnete Lagen auf dem Substrat bildet. Die zwölf Bi Reflexe ergeben sich dabei aus zwei hexagonalen Anordnungen, die gegeneinander um 90° gedreht sind. Diese Rotation resultiert aus der jeweils um 90° gedrehten 2x1 Rekonstruktion der Si(100)-2x1 Oberfläche, analog zur Interpretation des Wachstums von Ag(111)-Filmen auf Si(100) (siehe hierzu Kap. 4.3.3). Die Bi(111) Reflexe sind nach dem Aufdampfen von einem Ring überlagert, der dann aber während der Aufwärmphase verschwindet (Abb. 38 a). Ein solcher Ring wurde von (Nagao, 2004) ebenfalls für Bi(111) Filme auf Si(111)-7x7 gefunden. Dieser Ring deutet darauf hin, dass es zu Beginn des Wachstums zwar einen äquidistanten Abstand der Bi-Atome gibt, diese aber willkürlich in der Probenebene orientiert sind. Durch einen weiteren Umordnungsprozess auf der Probe verschwindet der Ring anschließend.

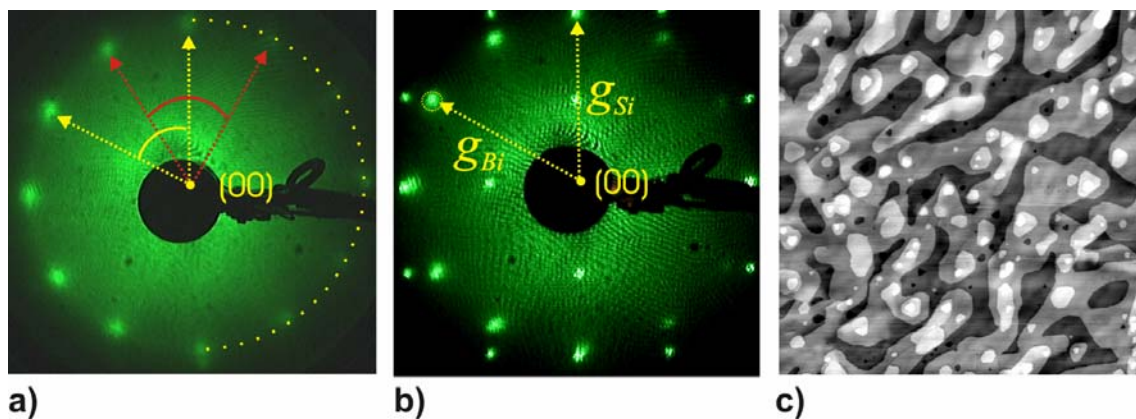


Abb. 38 Bi-Film auf Si(100):

a) Nach Deposition des Bi auf der Si(100)-2x1 Oberfläche ergeben sich 12-Bi Reflexe. Diese sind von einem Ring überlagert. Der LEED Spot wurde ausschließlich auf dem mit Bi bedeckten Bereich fokussiert, es sind keine Si-Reflexe zu sehen (24eV, $T_{\text{Probe}}=180\text{K}$).

b) Die Bi(111) Reflexe nach Aufwärmen der Probe auf Raumtemperatur. Die 12 Bi-Reflexe setzen sich aus zwei um 90° zueinander gedrehten Hexagons zusammen. Zusätzlich sind die Si-Reflexe mit abgebildet (25eV, $T_{\text{Probe}}=300\text{K}$).

c) RTM Messung nach Erwärmen der Probe auf RT (465x 465nm², $T_{\text{probe}}=\text{RT}$, $U_{\text{ext}}=-1.5\text{V}$, $I_{\text{tunnel}}=15\text{pA}$).

Weiterhin lässt sich erkennen, dass eine Seite der Bi-Einheitszelle an der Si(100) Einheitszelle ausgerichtet ist. Verglichen mit der Festkörperphase, in der der atomare Abstand der Bi-Atome in (111) Richtung zu 0.454 nm gegeben ist, ist er im System Bi/Si(100) um 2.4% auf 0.443 nm komprimiert.

Die Abbildung mit RTM (Abb. 38 c) zeigt die Morphologie des Films – ein hoch kristalliner Film, auf dem Inseln zu sehen sind, deren Höhe 1-2 Bi-Doppellagen entsprechen. Während des Rasterns über die Probenoberfläche wurde eine Instabilität

der obersten Lage festgestellt (Abb. 39). Der Film verliert seine Rauhigkeit, indem Atome aus den kleinen Inseln in der obersten Lagen entfernt werden um sich dann an großen Inseln oder in Löchern, in denen sie stärker gebunden sind, anzulagern.

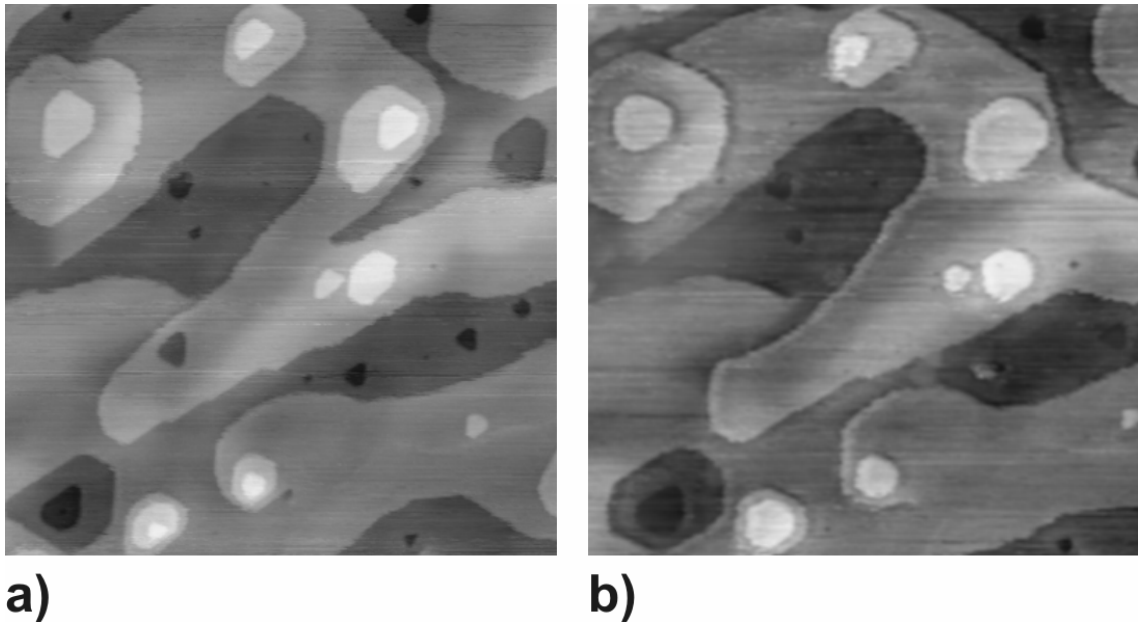


Abb. 39 Zeitliche Entwicklung des Films:
Zeitunterschied zwischen beiden Bilder a) und b) ungefähr 10 Stunden. Es gibt Inseln in der obersten Lage, die vollständig verschwunden sind. Löcher wurden aufgefüllt
 ($150 \times 150 \text{ nm}^2$, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$, $U_{\text{ext}} = -1.5 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 15 \text{ pA}$).

Diese Beobachtung legt nahe die Änderung der Oberfläche thermisch zu induzieren, um so glattere Filme zu erzeugen. Hierzu wurde die Probe zuerst auf 330 K bis 350 K erwärmt, was zu helleren und schärferen Bi(111)-Reflexen bei LEED führte (Abb. 40 c). Die folgende Untersuchung im RTM (Abb. 40 a, b) zeigte einen deutlich glatteren Bi-Film. In dem Film lassen sich Stufen mit einer Terrassenbreite von $\sim 20 \text{ nm}$ erkennen. Vergleicht man diese Bilder mit dem gestuften Si(100) Substrat in Abb. 29 b), so liegt es nahe, dass es sich um die ursprüngliche Form der Oberfläche handelt. Es handelt sich hierbei also um überwachsene Substrat-Stufen, die sich durch den sehr dünnen Bi-Film drücken. Die Stufen haben eine Korrugation von 0.15 nm , was im Rahmen der Messgenauigkeit mit der Si-Stufenhöhe von 0.138 nm übereinstimmt.

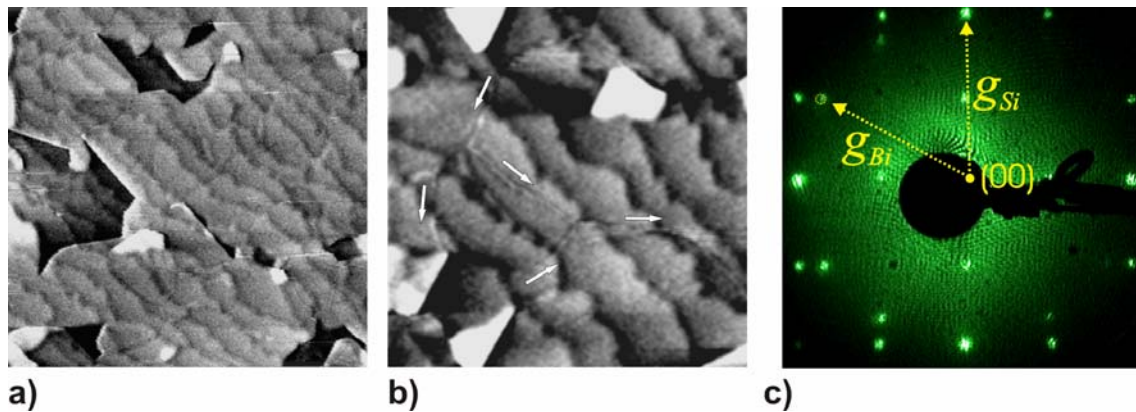


Abb. 40 Korngrenzen:

a) Die Probe wurde auf 350 K getempert, es ergibt sich ein ebener Film ($330 \times 330 \text{ nm}^2$, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$, $U_{\text{ext}} = 0.01 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 5 \text{ pA}$).

b) Die überwachsene Si-Stufen, um 45° bzgl. dem Bilderrahmen gedreht, sind deutlich zu erkennen. Die eingezeichneten Pfeile kennzeichnen den Verlauf der Korngrenzen ($200 \times 200 \text{ nm}^2$, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$, $U_{\text{ext}} = 0.01 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 5 \text{ pA}$).

c) LEED Bild nach Erwärmen der Probe auf 350 K (25 eV , $T_{\text{probe}} = \text{RT}$).

Betrachtet man Abb. 40 b) etwas genauer, so lassen sich feine Linien erkennen, die sich durch den Film ziehen. Diese Linien haben eine Korrugation von lediglich 0.01 nm und sind nur bei sehr kleinen Tunnelspannungen abzubilden. Diese feinen Linien sind, ähnlich wie bei Bi/Si(111)-7x7 (Kap. 4.2.1), bevorzugte Adsorptionsplätze.

In Verbindung mit der temperaturabhängigen LEED Beobachtung kann man sich das Wachstum von Bi wie nachstehend beschrieben vorstellen. Die Schlussfolgerungen werden dabei von den Ergebnissen von (Jnawali, 2006; Janzen, 2006) in ihren Experimenten zum Wachstum von Bi/Si(100) gestützt. Die eigenen Untersuchungen zum Wachstum von Bi/Si(111)-7x7 (siehe Kap. 4.2.1) tragen ebenso wie die Arbeiten von (Nagao, 2005, 2004, 2000; Yaginuma, 2003) zur Interpretation bei.

Zu Beginn der Bi-Deposition lagern sich die Bi-Atome auf den unterschiedlich orientierten Si-Stufen an. Dort bilden sich Nukleationskeime, von denen aus das Bi anfängt, auf der Probe einen geschlossenen Film zu bilden. Diese Keime dienen als Puffer und bauen die Verspannung zwischen dem Si und dem Bi ab. Nach (Nagao, 2000) hat diese Pufferlage eine Dicke von 1-2 Monolagen. Die Orientierung der einzelnen Nukleationskeime determiniert die weitere Ausrichtung der wachsenden Körner, die sich zu einer einkristallinen und hexagonalen Bi(111)-Oberfläche ausformen. Die Körner wachsen mit steigender Dicke über die Si-Stufen hinweg, bis sie an andere sich entwickelnde Körner stoßen und eine Korngrenze bilden. Diese unterschiedlichen Körner können eine um 90° verschiedene Rotation der hexagonalen Bi(111) Einheitszelle besitzen (Bobisch & Bannani, 2006). Die Ausbildung der epitaktischen Filme wird durch die Kopplung zum Si-Substrat bedingt. Bei der

Deposition auf der Wasserstoff passivierten Si(100):H Oberfläche entfällt diese unmittelbare Kopplung und führt zu einer polykristallinen Anordnung des Films. Weitere Indizien, die diese Schlussfolgerungen erhärten, folgen in Kap. 5.1.2, Abb. 63.

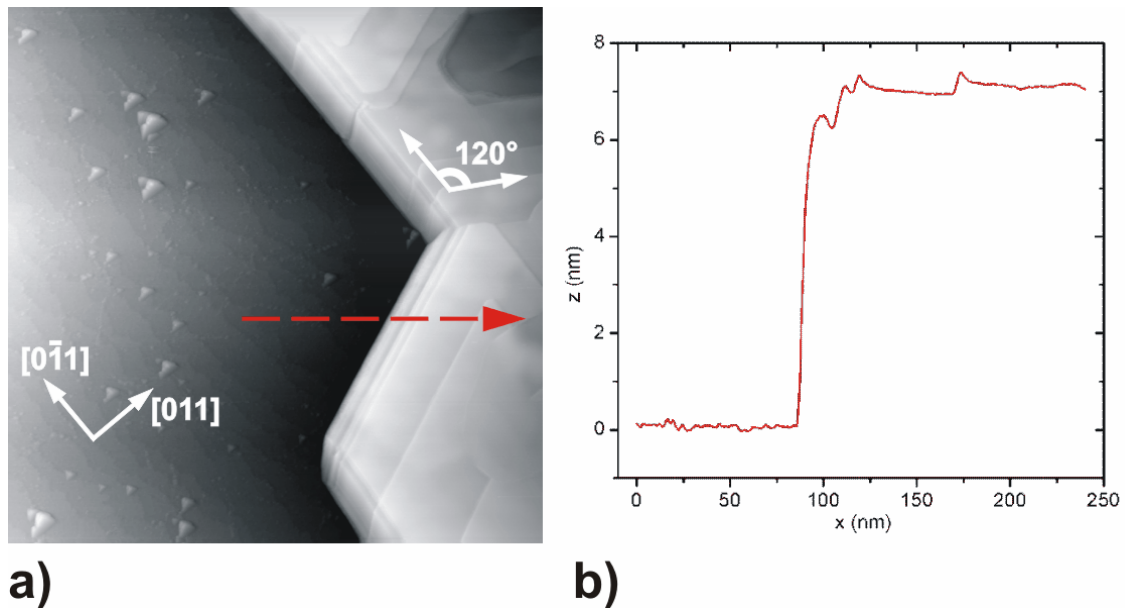


Abb. 41 Aufgerissener Film:

a) Der Film wurde auf 360 K erwärmt. Es bilden sich große Bi-Inseln, diese haben kristallinen Charakter ($500 \times 500 \text{ nm}^2$, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$, $U_{\text{ext}} = -2.0 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 13 \text{ pA}$).

b) Profil entlang der eingezeichneten Linie in a). Die Höhendifferenz beträgt $\sim 7 \text{ nm}$.

Heizt man die Probe über Temperaturen von 360 K, so gewinnen die Si-Reflexe weiter an Intensität, während auch die Bi-Reflexe an Schärfe zunehmen. Mit RTM sieht man, dass der zuvor geschlossene Film aus Abb. 40 aufgerissen ist. Dabei werden Bi-Kristallite geformt, die eine Höhe von 5-7 nm aufweisen. Diese Kristallite bestehen aus 12-18 Doppellagen. In Abb. 41 a) kann man trotz thermischer Drift die hexagonale Anordnung der Atome in dem Bi-Kristall erkennen. In diesem Fall verläuft eine Seite der Bi-Einheitszelle parallel zur $[0\bar{1}1]$ Richtung des Substrats, was ebenso durch die LEED Messung bestätigt wird. Neben dem Kristalliten ist eine Oberfläche zu erkennen, die die Stufung des Si(100) aufweist und mit Adsorbaten belegt ist. Ob sich das Bi dabei bis auf die Pufferlage oder vielleicht sogar vollkommen vom Si-Substrat zurückgezogen hat, kann aus diesen Bildern nicht abgeleitet werden.

4.3 Ag-Filme auf Silizium

Mit einem spez. Widerstand von $\rho_{Ag} = 1.6 \cdot 10^{-8} \Omega m$ ist Silber (Ag) das Metall mit der höchsten elektrischen Leitfähigkeit. Sein spez. Widerstand ist geringer als der des häufig genutzten metallischen Leiters Kupfer (Cu) mit $\rho_{Cu} = 1.7 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Gold (Au) folgt im Periodensystem der Elemente an dritter Stelle mit $\rho_{Au} = 2.2 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Im Gegensatz zu Bi als schlechtem elektrischen Leiter besitzt Silber eine fast 100 fach bessere Leitfähigkeit. Das bedeutet, dass man bei gleicher angelegter Potentialdifferenz in einen metallischen Ag-Leiter einen 100 fach größeren Querstrom einprägen kann als in einen Bi-Leiter gleicher Abmessung. Aus dem Vergleich dieser beiden gegensätzlichen Metalle ist somit ein besserer Zugang zu den fundamentalen Prozessen des elektrischen Widerstands möglich. Zusätzlich zu dieser elektrischen Eigenschaft wurde Ag in zahlreichen Publikationen intensiv untersucht und ist gut verstanden.

Ag kommt im Festkörper in einem fcc-Gitter vor. Die Seitenlänge der quadratischen Einheitszelle beträgt 0.409 nm (Abb. 42).

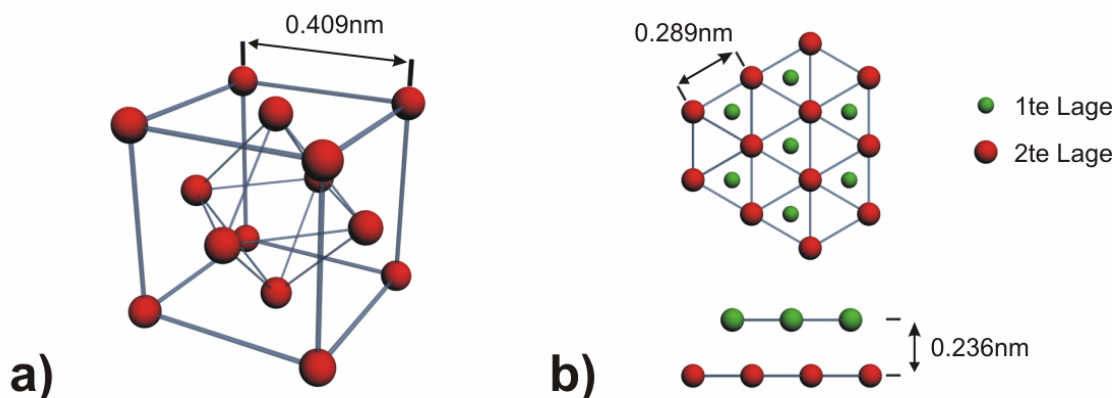


Abb. 42 Ag im Festkörper:

a) fcc-Gitter des Ag-Festkörpers. Die Seitenlänge des Gitters beträgt 0.409 nm.

b) Projektion der hexagonalen Ag(111) Oberfläche (oben). Eine Ag Stufe der (111) Oberfläche hat eine Höhe von 0.236 nm (unten).

Schneidet man die Festkörper-Einheitszelle in (111)-Richtung, so ergibt sich eine hexagonale Anordnung der Ag Atome. Eine Ag(111) orientierte Oberfläche hat daher eine Gitterkonstante von 0.289 nm und eine Stufenhöhe von 0.236 nm.

Ziel der nachfolgenden Kapitel ist, die Parameter für nahezu ideales Wachstum von Ag-Filmen zu finden, damit sie den Erfordernissen der Potentiometrie und BEEM genügen.

4.3.1 Ag auf Si(111)

Ultradünne Ag-Filme wurden auf Si(111):H und Si(111)-7x7 aufgewachsen. In beiden Fällen wurden 3-5 nm Ag auf der gekühlten Si-Probe ($T_{\text{probe}}=130\text{ K}$) mit einer Schattenmaskentechnik aufgebracht. Bei der Stufenhöhe einer Ag(111) Oberfläche von 0.236 nm entspricht diese Bedeckung einer aufgetragenen Lagenanzahl von 12-22 Monolagen. Unter einer Monolage (ML) versteht man dabei die planare Dichte der Atome in der Ag(111) Oberfläche.

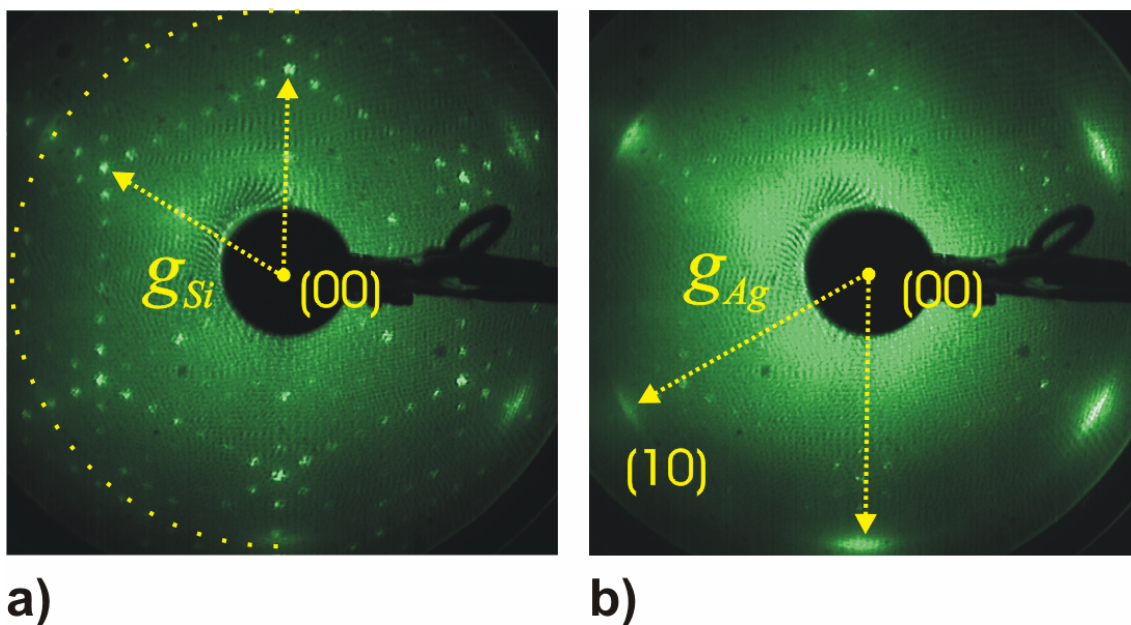


Abb. 43 LEED-Bild der Ag/Si(111) Oberfläche:
a) Si(111)-7x7, die Ag(111) Reflexe befinden sich außerhalb der Si(111)-1x1 (58eV, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$).
b) LEED Bild von anderer Stelle auf der Probe mit größeren Ag-Bereichen. Der reziproke Gittervektor g_{Ag} des Ag(111) Films ist um den Faktor 1.31 länger als der Gittervektor g_{Si} der Si(111)-1x1 (58eV, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$).

Wie Abb. 43 zeigt, ergibt sich nach Aufwachsen des Ag-Films ein hexagonales Ag(111) Beugungsmuster. Dabei liegt der reziproke Gittervektor des Ag- Reflexes im Verhältnis 1.31 zu 1 auf dem Si(111)-1x1 Reflex. Daraus ergibt sich dann eine Ag(111)-Einheitszelle von 0.289 nm, die auch der im Festkörper entspricht. Der Film ist somit nicht komprimiert, die Ag-Atome nehmen in der gewachsenen Schicht die gleiche Anordnung ein, die sie auch im Festkörper besitzen. Auffällig ist auch die Form der zugehörigen Ag-Spots. Diese sind im Gegensatz zu den Si-Reflexen nicht rund, sondern haben eine ovale Form. Dies deutet darauf hin, dass die Atome im Ag(111)-Film einen äquidistanten Abstand besitzen, es aber Domänen gibt, die um wenige Grad gegeneinander gedreht sein können. Limitiert durch die Auflösung des LEED kann man in diesen Reflexen keine Feinstruktur erkennen, lediglich eine ausklingende Intensität

am Rand der Maxima. Daraus lässt sich ein Rotationswinkel um den abgeschätzten Ag-Reflex erster Ordnung von $5^\circ \pm 1^\circ$ angeben.

Die Analyse im Rastertunnelmikroskop liefert weitere Informationen zum Wachstum der Filme. Zunächst sollen Proben diskutiert werden, die auf Wasserstoff passivierten Si(111):H Proben aufgewachsen wurden. Diese Filme haben im LEED eine Anordnung wie in Abb. 43 gezeigt, jedoch ein deutlich diffuseres Beugungsbild. Der in Abb. 44 a) gezeigte Film wurde auf ein Si(111):H Substrat aufgebracht. Er setzt sich aus einzelnen kristallinen, Ag-Domänen zusammen. Der Film wird von einer Vielzahl Löcher zersetzt, die bis auf das Substrat oder die Pufferlage herabreichen. Der Film besitzt eine hohe Rauigkeit und eine Vielzahl von Wachstumsfehlern, wie z.B. Korngrenzen und Versetzungen. Weitere Filme, die auf diesem Substrat-Typ aufgebracht wurden, haben zumeist ähnliche Morphologie. Sie zeichnen sich durch eine hohe Rauigkeit aus und sind meist noch schlechter definiert aufgewachsen als in Abb. 44 a) gezeigt.

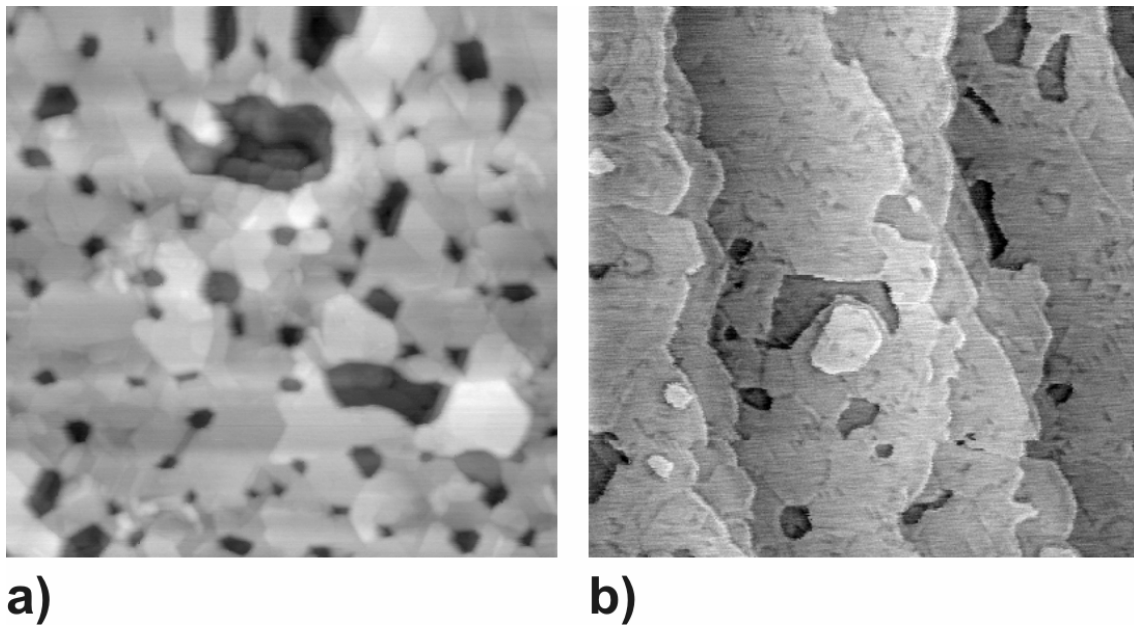


Abb. 44 Ag/Si(111):H vs. Ag/Si(111)-7x7:

a) Ag/Si(111):H: Einzelne kristalline 111-orientierte Ag-Domänen. Der Film ist zerklüftet und schlecht gewachsen ($275 \times 275 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = 0.5 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 25 \text{ pA}$).

b) Ag/Si(111)-7x7: Der Film wächst epitaktisch und hat keine Löcher. Es existieren jedoch Versetzungslinien im Film, die auf Verspannungen hindeuten ($250 \times 250 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -0.4 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 12 \text{ pA}$).

Filme mit höherer Güte, d.h. weniger Wachstumsfehlern und geringerer Rauigkeit erhält man, wenn man den Film bei gleich bleibender Depositionsmenge auf einem Si(111)-7x7 Substrat aufwächst. Abb. 44 b) zeigt einen Ausschnitt eines solchen Films, wobei die Bildgrößen von Abb. 44 a) und b) fast identisch sind. Der Film ist über weite Bereiche des Substrats glatt, seine Rauigkeit beträgt ± 1 atomare Ag-Lage. Die Terrassen sind (111) orientiert, was sich aus den LEED Messungen ableiten lässt. Bei

genauerer Betrachtung des Films erkennt man, dass der Film Versetzungslinien besitzt. Diese bauen die Verspannung des Films beim Aufwachsen auf das Substrat ab. Der maßgebliche Unterschied zwischen den beiden in Abb. 44 gezeigten Bildern besteht darin, dass im einen Fall der Wasserstoff auf der Si-Oberfläche resident ist, im anderen Fall aber entfernt wurde und eine 7×7 rekonstruierte Oberfläche vorliegt. Wie auch im Fall von Bi/Si(100):H (Kap. 4.2.2) verringert die Wasserstoff Passivierung die Bindung zwischen Si-Substrat und Metall, wodurch das Wachstum von Kristallen gefördert wird. Eine stärkere Bindung zum Substrat bei den geflashten Proben führt jeweils zu glatteren Filmen.

Ein genaueres Verständnis des Wachstums von Ag auf Si(111)- 7×7 erhält man beim Studium der Arbeiten von (Meyer & Rieder, 1994) und (Huang, 1998), die diese Oberflächen intensiv untersucht haben. In diesen beiden Fällen wurde Ag bei niedrigen Substrattemperaturen (80K-100K bzw. 50K) aufgebracht. Niedrige Temperaturen wurden verwendet, um die Diffusion der Ag-Atome auf der Probe zu reduzieren. Das Wachstumsverhalten von Ag/Si(111)- 7×7 lässt sich dann wie folgt zusammenfassen. Dabei wird die Beschreibung schichtdickenabhängig durchgeführt.

Zu Beginn der Bedeckung des Substrats mit Ag (0.08 ML) lagert sich das deponierte Ag in der rautenförmigen Einheitszelle der 7×7 Rekonstruktion an. Dort bilden sich kleine Inseln, in denen sich die Ag-Atome zu einzelnen Clustern zusammenschließen. Erhöht man die Bedeckung auf 0.3 ML, so werden die Inseln größer, können jedoch die 7×7 Einheitszelle nicht verlassen. Diese Ag-Inseln berühren sich nur selten und sind größtenteils geometrisch isoliert. Ab einer Bedeckung von 0.75 – 1 ML ist die Perkulationsgrenze erreicht.

Huang et al. knüpfen an diese Experimente an (Huang, 1998). In ihrer Arbeit beschreiben sie den Film nach Erreichen der Perkulationsgrenze als eine geschwächte Monolage. Diese ergibt sich durch die Ag-Deposition auf der gekühlten Probe, wodurch die Diffusion der Atome unterdrückt wird und so eine Anhäufung von Unordnung stattfindet. Dies führt wiederum zu Verspannungen, die nicht abgebaut werden können. Das weitere Wachstum findet durch Nukleation auf dieser Monolage statt. Bei einer Bedeckung von 3.8 ML ist der Film mit vielen Löchern durchsetzt, die aber mit steigender Schichtdicke allmählich zuwachsen. Bei einer Bedeckung von 5 ML haben die Löcher eine Tiefe von 2 - 6 atomaren Lagen. Ab einer Bedeckung von 6.4 ML schließt sich der Film. Die Höhenverteilung liegt dann nur noch bei ± 1 atomarer Stufe, ähnlich wie in Abb. 44 b) gezeigt. Dabei wird die Gitterfehlpassung an der Metall-

Substrat-Grenzfläche als Verspannung an den Film weitergegeben. Dies führt zu den in Abb. 44 b) beschriebenen Versetzungslinien. Das 2D-Wachstum setzt sich bis zu 20 ML fort, bis sich anschließend Ag-Kristallite ausbilden, die ein 3D Wachstum einleiten. Diese Kristallite sind nach (Meyer & Rieder, 1995) um 3° bis 4° gegeneinander rotiert. Somit könnten die ovalen LEED Reflexe in Abb. 43 auch auf das Auftauchen solcher Kristallite hindeuten.

Da es sich hierbei um ein metastabiles System handelt, kann man versuchen, die Verspannungen im Film thermisch aufzubrechen. Dies kann dann zu einer Änderung der Filmmorphologie führen. Huang et al. haben hierzu die Probe auf 570 K geheizt und so eine Umverteilung des Ag-Materials herbeigeführt. Sie beobachten dabei, dass sich das Ag in einzelne Kristallite zurückzieht und auf der restlichen Fläche in die Ag/Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ R30° rekonstruiert. Dieser Oberflächen-Typ soll Gegenstand des folgenden Kapitels sein.

4.3.2 Ag auf Si(111): Nano-Kristallite

Ag wurde bei einer Substrattemperatur von 800 K auf einer Si(111)-7x7 Oberfläche aufgebracht. Es wurde eine Schattenmaske verwendet, um anschließend sowohl das Substrat als auch die bedampfte Oberfläche untersuchen zu können. Wie Abb. 45 zeigt, ergeben sich zusätzliche Reflexe, die gegenüber den Reflexen der Si(111)-7x7 Rekonstruktion um 30° gedreht sind.

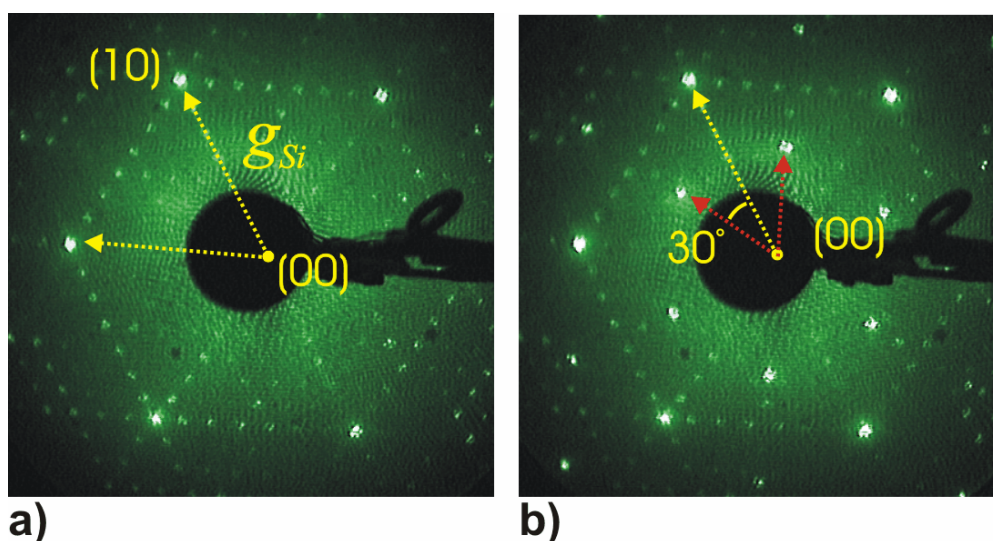


Abb. 45 LEED-Bild der Ag/Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ R30° Oberfläche:

a) Si(111)-7x7 (51eV, $T_{\text{probe}} = 270\text{K}$).

b) Si(111)-7x7 und Ag/Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ R30° zeitgleich abgebildet. Die kurzen reziproken Gittervektoren haben eine Länge von $\frac{1}{\sqrt{3}} g_{\text{Si}}$; (51eV, $T_{\text{probe}} = 270\text{K}$).

Diese zusätzlichen Reflexe sind hexagonal angeordnet. Die Einheitszelle ist kleiner als die der 7×7 Rekonstruktion und größer als die der $\text{Si}(111)-1 \times 1$ Oberfläche. Die Ag LEED-Reflexe erster Ordnung liegen bei $\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot g_{\text{Si}}$, sie bilden die $\text{Si}(111)-\sqrt{3} \times \sqrt{3} \text{ R}30^\circ$ Ag Rekonstruktion.

Diese Rekonstruktion wurde von zahlreichen Arbeitsgruppen untersucht, da ihre atomare Struktur für einen langen Zeitraum nicht zweifelsfrei feststand. Inzwischen hat sich das von (Takahashi, 1988) vorgestellte „honeycomby chained triangle“ (HCT) Modell durchgesetzt, da es die meisten Messergebnisse erklärt. Die Arbeit von (Hasegawa, 2000) liefert einen guten Überblick über die Untersuchungen dieser Rekonstruktion. Demnach ergibt sich diese Rekonstruktion, wenn man Ag bei einer Substrattemperatur von $T_{\text{Probe}} > 520 \text{ K}$ auf eine $\text{Si}(111)-7 \times 7$ Oberfläche aufbringt. Ag nukleiert zunächst an den Si-Stufen und konvertiert von dort aus in $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag Domänen. Das Wachstum setzt sich so lange fort, bis die Oberfläche mit einer Monolage dieser Rekonstruktion bedeckt ist. Abb. 46 zeigt das HCT-Modell. Die Si-Atome formen dabei Trimere und jedes Si-Atom bildet eine kovalente Bindung mit einem Ag-Atom. Dies führt dazu, dass die Ag-Atome ein Dreieck bilden. Die Zentren der Ag-Dreiecke sind in einem Honigwabengitter (Honeycomb) angeordnet.

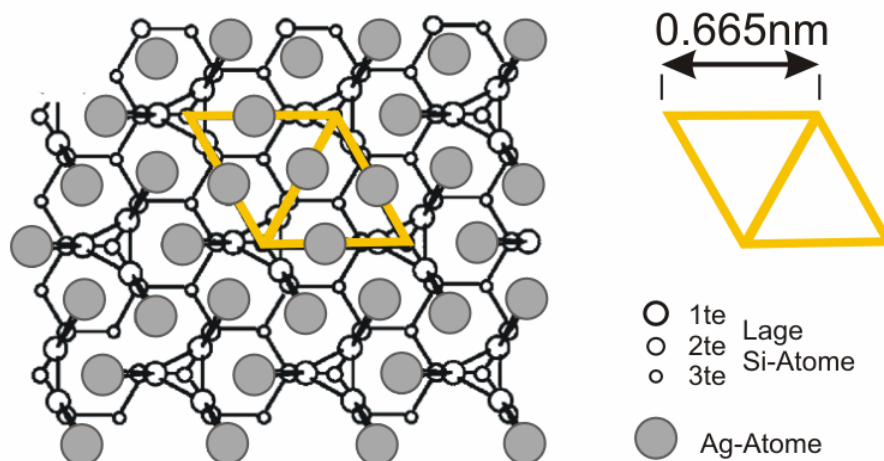


Abb. 46 Honeycomb-chained triangle:
HCT-Modell, gefüllte Kreise stellen Ag-Atome dar, offene Kreise bezeichnen Si-Atome (Hasegawa, 2000).

Die Abbildung der $\sqrt{3} \times \sqrt{3} \text{ R}30^\circ$ Rekonstruktion mit der Rastertunnelmikroskopie ist in Abb. 47 gezeigt. Die RTM-Bilder zeigen die unbesetzten Zustände der $\sqrt{3} \times \sqrt{3} \text{ R}30^\circ$, bei einer angelegten Spannung von $U_{\text{ext}} = 0.1 \text{ V}$ an der Probe. Dabei wird je ein Ag-Dreieck als ein Ort konstanter Zustandsdichte abgebildet. RTM Messungen dieses Typs

wurden von (Watanabe, 1991) unter Annahme des HCT-Modells theoretisch reproduziert. Abb. 47 a) zeigt eine Si-Oberfläche, die vollständig mit der $\text{Ag}\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ Rekonstruktion bedeckt ist. Bei weiteren Untersuchungen zeigte sich, dass sich sowohl Fehlstellen in der Rekonstruktion als auch Domänengrenzen abbilden lassen. Die Einheitszelle der $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion ließ sich ebenfalls auflösen, wie in Abb. 47 b) gezeigt.

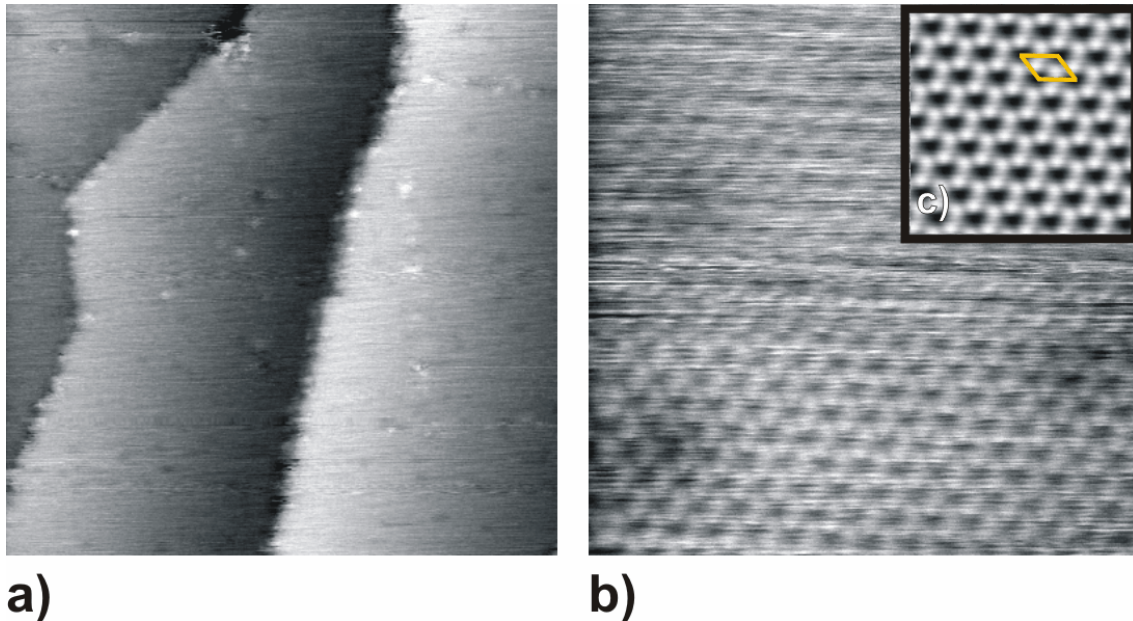


Abb. 47 $\text{Ag}\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ Rekonstruktion:

a) Die Rekonstruktion wächst über die Si(111)-7x7 Terrassen und bildet einen geschlossenen Film ($80 \times 80 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = 0.1 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 10 \text{ pA}$).

b) RTM Aufnahme der HCT-Einheitszelle ($10 \times 10 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = 0.1 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 10 \text{ pA}$).

c) Ausschnitt aus b), erzeugt aus Einheitszellenmittelung. Die Einheitszelle der Rekonstruktion ist mit eingezeichnet. Drei Ag-Atome bilden im RTM ein Maximum. Die Si-Atome ein Minimum (unbesetzte Probenzustände) ($4 \times 4 \text{ nm}^2$).

Nachdem sich Ag auf der Si(111)-7x7 Oberfläche bei einer Substrattemperatur von 800 K zu einer geschlossenen Monolage der $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion aufgebaut hat, geht das Wachstum in ein 3D-Wachstum über. Die $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ benetzt die Si-Oberfläche zunächst vollständig und verhindert ein weiteres Lage-für-Lage Wachstum. Das übrige Material ($> 1 \text{ ML}$) kann nicht mehr in die Rekonstruktion eingebaut werden und bildet einzelne Kristallite (Abb. 48). Diese haben größtenteils gerade Kanten mit Winkeln von 60° , was ein kristallines Wachstum dieser Nano-Kristallite nahe legt.

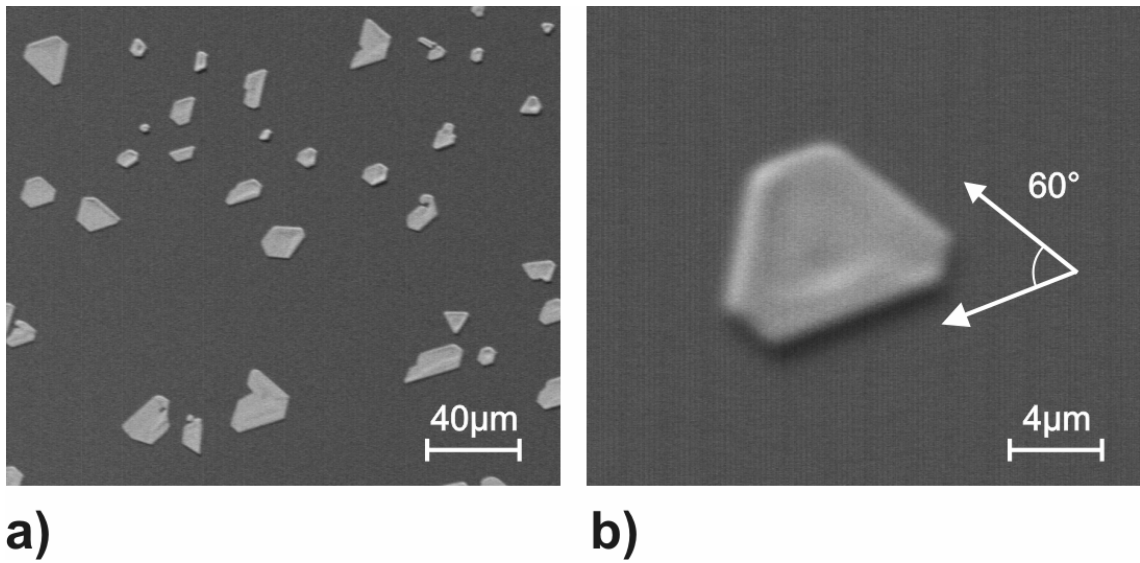


Abb. 48 REM-Aufnahme der Nano-Kristallite:

a) Mehrere Nano-Kristallite auf der Probe. Zwischen den Kristalliten ist die Oberfläche in die $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ R30° rekonstruiert.

b) Die Ausrichtung der Kanten legt ein kristallines Wachstum nahe.

4.3.3 Ag auf Si(100)

Ag-Filme mit einer Schichtdicke von 3-5 nm wurden auf einem Si(100)-2x1 Substrat aufgebracht. Die Substrattemperatur beträgt 130 K. Die Ausbildung der Si(100)-2x1 Rekonstruktion und der Si(100)-c(4x2) wurde mit LEED überprüft (Abb. 49 a). Nach Aufbringen des Ag-Films und Auftauen auf Raumtemperatur zeigen sich auf dem LEED Schirm 12 Reflexe in äquidistantem Abstand um den (00) Reflex (Abb. 49 b).

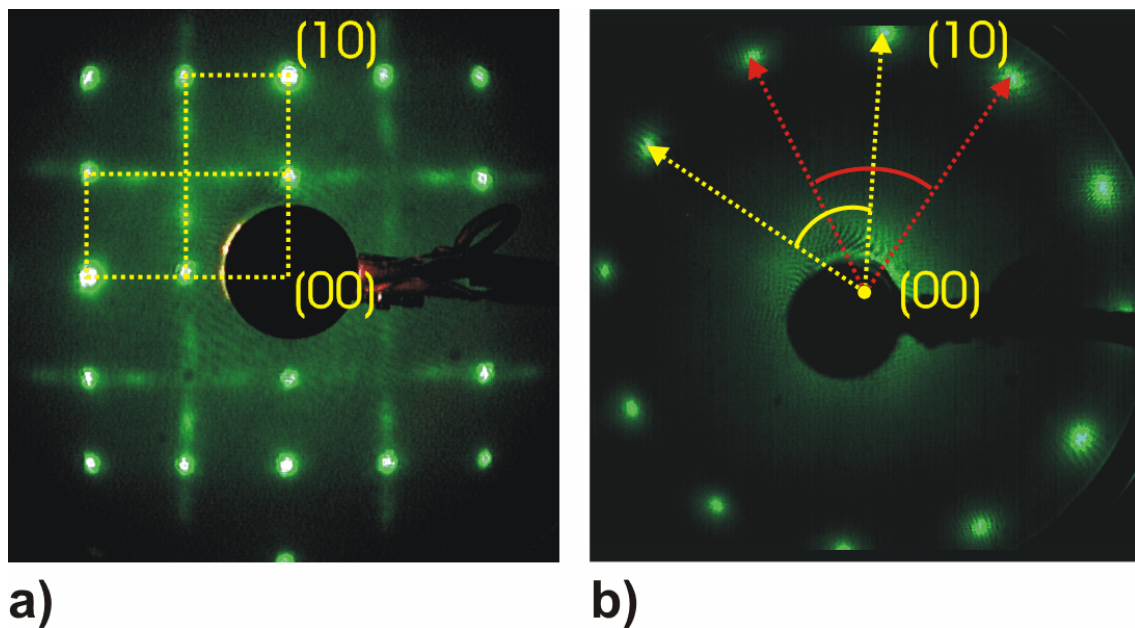


Abb. 49 LEED-Bild der Ag/Si(100) Oberfläche:
a) Vor dem Aufbringen des Ag-Films. Die Si(100)-c(4x2) Rekonstruktion ist deutlich erkennbar (51eV, $T_{\text{probe}} = 140\text{K}$).
b) Nach Auftragens des Ag-Films. Zwei hexagonale Ag(111) LEED-Muster sind um 90° gegeneinander gedreht. Hierdurch ergeben sich 12 Reflexe die jeweils um 30° zueinander gedreht sind (47eV, $T_{\text{probe}} = \text{RT}$).

Nach Horn-von Hoegen et al. setzen sich diese 12 Reflexe aus zwei mal sechs Reflexen der Ag(111) Oberfläche zusammen (Horn-von Hoegen, 1995). Die beiden Ag(111) LEED Muster sind dabei um 90° gegeneinander gedreht. Die Rotation um 90° findet ihren Ursprung in der Orientierung des Substrats, da die Dimer-Reihen der Si(100)-2x1 bei jeder Stufe um 90° gegeneinander gedreht sind (siehe Kapitel 4.1.1). Nach Horn-von Hoegen et al. sind die LEED-Reflexe erster Ordnung in SPA-LEED Untersuchungen in eine Vorzugsrichtung hin verlängert. Dabei sind alle zu einem Hexagon zugehörigen Reflexe in dieselbe Richtung verlängert. Die Richtung dieser Verlängerung entspricht der Richtung der Dimer-Reihen des Substrats. Die Orientierung der Ag(111) Oberfläche ändert demnach bei jeder Si(100) Stufe ihre Ausrichtung um 90° . Eine genauere Betrachtung der verlängerten Reflexe zeigte eine

Aufspaltung in Satelliten Reflexe. Dies führte zu der Annahme, dass es eine zusätzliche Periodizität auf der Probe gibt. Diese hat eine Wellenlänge von $L = 18 \text{ nm}$. Die Amplitude dieser Modulation hat auf der Probe eine Höhen-Korrugation von 0.024 nm .

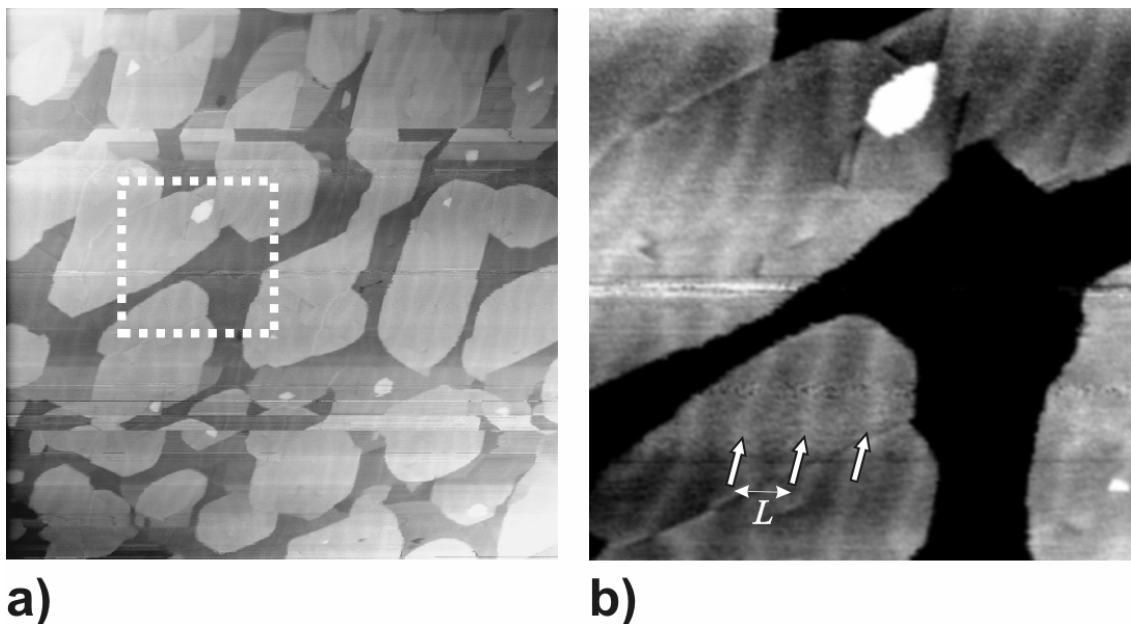


Abb. 50 glatt gewachsener Ag(111)-Film auf Si(100)-2x1:

a) Übersichtsbild. Die Rauigkeit des Film liegt bei ± 1 er atomaren Lage ($360 \times 360 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -0.6 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 7 \text{ pA}$).

b) Ausschnitt aus markiertem Bereich in a). Es zieht sich eine Welle mit Wellenlänge L durch den Film (von links nach rechts). Diese Welle ist auf Verspannungen im Film zurückzuführen ($120 \times 120 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -0.6 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 7 \text{ pA}$).

Im RTM lässt sich diese zusätzliche Periodizität abbilden. Abb. 50 a) zeigt einen hoch kristallinen Ag(111)-Film, dessen Rauigkeit aus nur ± 1 er atomaren Lage besteht. Abb. 50 b) stellt einen vergrößerten Ausschnitt aus Abb. 50 a) dar. In ihm lässt sich eine zusätzliche Periodizität mit einer Korrugation von $0.015 \text{ nm} \pm 0.01 \text{ nm}$ erkennen. Die Wellenlänge dieser Periodizität entspricht ungefähr $13.5 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$. Dabei stimmt die ausgewertete Höhen-Korrugation im Rahmen der Fehlergrenzen mit den SPA-LEED Experimenten überein. Die Wellenlänge der Periodizität weicht jedoch von den SPA-LEED Ergebnissen ab. Wie man in Abb. 50 b) erkennt, haben die Wellen, die sich durch den Film ziehen, nicht überall die gleiche Wellenlänge. Abhängig von der untersuchten Position auf der Probe ergeben sich demnach Variationen in L die von den lokalen Gegebenheiten auf der Probe abhängig sind (Stufen, Inselgrößen etc.). Um genauere Aussagen zu der Verteilung der Wellenlänge machen zu können, ist eine bessere Statistik notwendig, die aber bei dem vorhandenen Datensatz nicht gegeben ist. Gemäß den SPA-LEED Untersuchungen von (Horn-von Hoegen, 1995) verläuft diese Periodizität parallel zu den dicht gepackten Ag(111) Reihen. Dies gibt nun wieder

Information über das Wachstumsverhalten von Ag auf Si(100)-2x1. Damit sich ein Ag(111) Film auf dem Si(100) Substrat ausbilden kann, muss die Gitterfehlانpassung kompensiert und die Verspannungen im Film abgebaut werden. Die Einheitszellen von Ag mit 0.409 nm und der von Si mit 0.534 nm sind extrem fehlangepasst. Auf der rechteckigen 2x1 Rekonstruktion kann aber ein hexagonaler Ag(111)-Film aufwachsen, da der Abstand von vier Si-Atomen (1.152 nm entlang der Dimer-Reihen) nahezu dem Abstand von vier Ag-Atomen (1.156 nm) entspricht. Die Verspannung entlang der Dimer-Reihen beträgt somit nur 0.36%. Senkrecht zu den Dimer-Reihen ergibt sich durch den Unterschied im Abstand von drei Si-Atomen (0.768 nm) und vier Ag-Reihen (0.751 nm) eine Verspannung von 2.2% (Abb. 51).

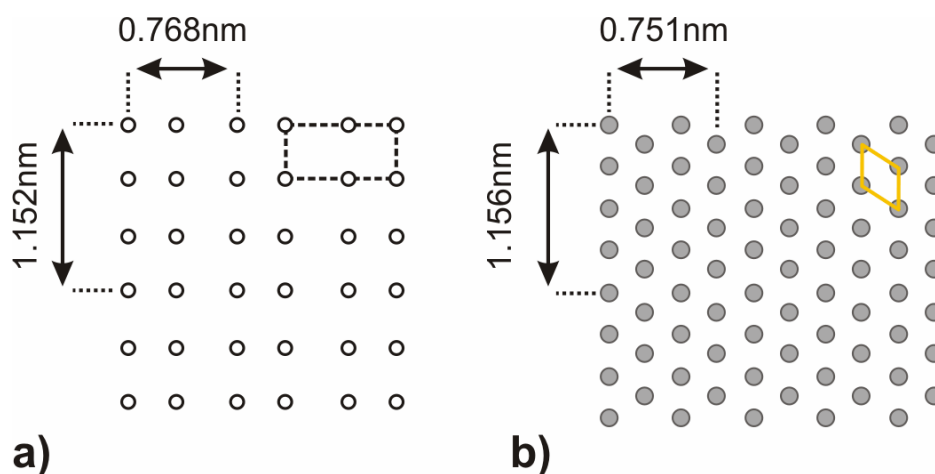


Abb. 51 Gitterfehlانpassung:

a) Gitter der rechteckigen Si(100)-2x1 Rekonstruktion.

b) Gitter der hexagonalen Ag(111) Oberfläche.

Die zusätzliche Periodizität hat ihren Ursprung somit in der Verspannung des Films und dient ihrem Abbau. Ihre Ausrichtung hängt von der Orientierung der Dimer-Reihen ab und ändert sich auf gedrehten Si(100) Terrassen entsprechend. In Bezug auf Abb. 50 sieht man nun, dass die Ausbreitungsrichtung der Welle überall gleich ist, sie verläuft von links nach rechts. Das heißt also, dass der Ag-Film hier auf einer großen Si(100)-Terrasse aufgewachsen ist. Ein so gewachsener Film ist nach (Horn-von Hoegen, 1995) bis zu einer Temperatur von ~ 400 K stabil.

Meistens sehen die gewachsenen Filme nicht so aus, wie in Abb. 50 gezeigt, obwohl sie auf die gleiche Weise aufgewachsen wurden. In über 90% der Fälle ergibt sich ein sehr viel schlechter gewachsener Film.

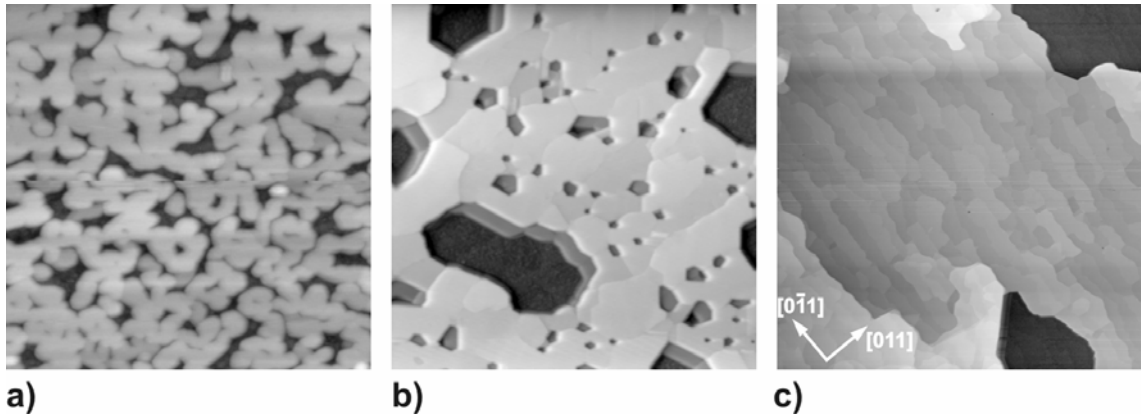


Abb. 52 schlecht gewachsene Ag(111)-Filme auf Si(100)-2x1:

- a)** Es bildet sich eine mäandrische Struktur aus ($130 \times 130 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -0.7 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 15 \text{ pA}$).
b) Der Film ist glatt, jedoch mit Löchern durchsetzt. Diese gehen hinunter bis auf das Substrat, welches mit einem Granulat belegt ist ($200 \times 200 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -1.0 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 20 \text{ pA}$).
c) Der Film ist auf den Si(100)-Terrassen sehr glatt. Er hat eine Rauigkeit von ± 1 er atomaren Ag(111)-Lage. Der Film ist aber aufgerissen (rechts unten und rechts oben im Bild) ($520 \times 520 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -2.3 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 900 \text{ pA}$).

Abb. 52 a) zeigt ein Beispiel für einen solchen schlecht gewachsenen Film. Der Film ist in einer mäandrischen Struktur aufgewachsen, und ähnelt keinem Lage-für-Lage-Wachstum. In Abb. 52 b) ist der Film zusammengewachsen, jedoch von einzelnen Löchern durchsetzt. Die Löcher gehen dabei bis aufs Substrat herunter, der Film ist aufgerissen. In den Löchern erkennt man einzelne granulare Körner, die den Nukleationskeimen in der Pufferlage im Fall von Ag/Si(111)-7x7 (Meyer & Rieder, 1994) oder Bi/Si (Nagao, 2004) stark ähneln. Ein solches Aufreißen des Films wurde häufig beobachtet. Ein weiteres Beispiel sei deshalb in Abb. 52 c) gezeigt. Man erkennt die Stufung des in Kap. 4.1.1 beschriebenen Si(100) Substrats sehr deutlich, die entlang der Fehlneigung in $[011]$ Richtung verläuft. Auf den Si-Terrassen ist der Film außerordentlich glatt. Es sind jedoch auch große Löcher erkennbar. Diese sind an ihrem Grund wieder mit einer granularen Oberfläche bedeckt.

Die Messreihen zeigen, dass die Filme bei gleicher Präparation sehr häufig aufreißen, Löcher bilden und nur relativ selten zu glatten Filmen wachsen. Dies legt nahe, dass es in dem System Ag/Si(100)-2x1 einen sehr engen Parameterbereich gibt, in dem Filme erzeugt werden können, die den Ansprüchen der Potentiometrie und BEEM genügen.

4.3.4 Ag auf Si(100): Nanodrähte

Die in diesem Kapitel vorgestellten Proben wurden nach den Vorgaben von Roos et al. präpariert (Roos, 2005). Hierzu wurde Ag auf einem leicht fehlgeneigten (vicinalen) Si(100)-2x1 Substrat aufgebracht. Das Si(100)-Substrat besitzt eine Fehlneigung von 4° in $[011]$ Richtung. Dadurch bilden sich Doppelstufen, so dass nur noch eine der beiden möglichen 2x1 rekonstruierten Domänen auftauchen (z.B. Hamers, 1992). Die Terrassenweite der Si(100) Oberfläche beträgt bei dieser Fehlneigung nur noch 0.36 nm (Roos, 2005).

Im Gegensatz zu der Präparation von glatten Ag(111) Filmen wurde die Probe während der Ag-Deposition aber nicht auf 130 K gekühlt, sondern auf 770 K geheizt. Die aufgebrachte Gesamtmenge entspricht einem Äquivalent von ~ 50 ML. Anschließend wurden die Proben wieder auf Raumtemperatur abgekühlt und die weitere Analyse im Elektronenmikroskop (REM) und im RTM durchgeführt.

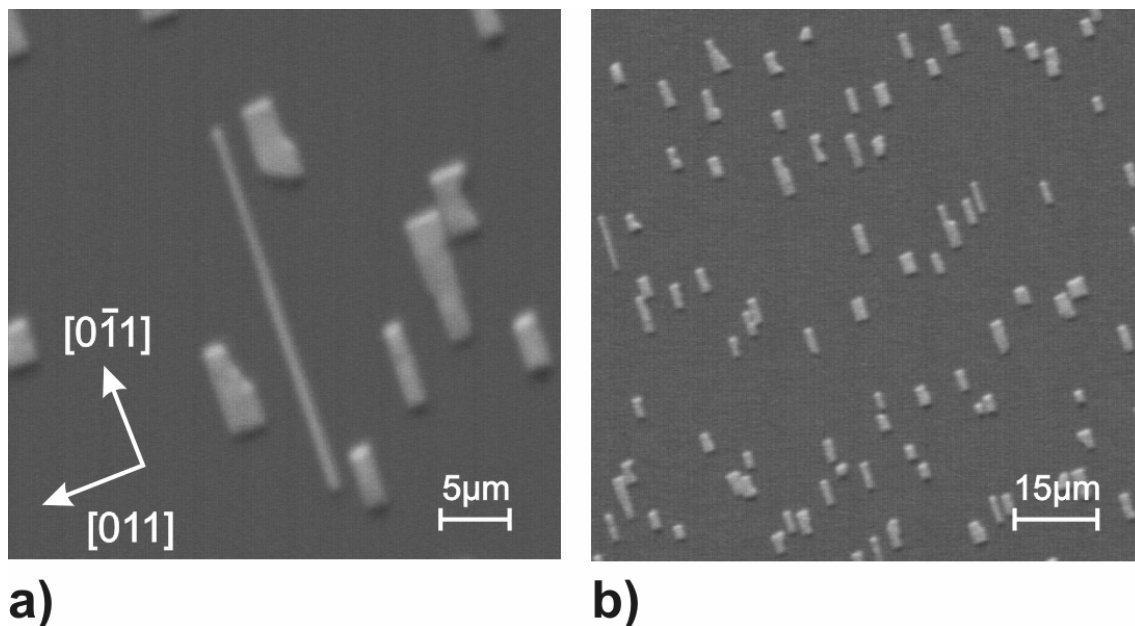


Abb. 53 REM-Aufnahme:

- a)** Ein einzelner Ag-Nanodraht wächst in $[0\bar{1}1]$ Richtung. Zusätzlich sind mehrere Ag-Inseln abgebildet.
b) In der Übersicht erkennt man eine größere Anzahl Ag-Inseln. Nanodrähte sind nicht so häufig.

Wie Abb. 53 a) zeigt, haben sich auf der Oberfläche sowohl einzelne Ag-Inseln ausgebildet als auch ein langer Ag-Draht. Dieser Nanodraht hat eine Länge von $28\ \mu\text{m}$ und eine Breite von $1\ \mu\text{m}$. Viel häufiger als Ag-Nanodrähte sind jedoch Ag-Inseln auf der Probe zu finden (Abb. 53 b).

Ein Ansatz zum Verständnis der Wachstumskinetik dieser Drähte wurde von Roos et al. gegeben (Roos, 2005). In seinen Arbeiten wurde Ag zunächst bei einer Substrattemperatur von 890 K auf der vicinalen Si(100) Oberfläche aufgebracht. Dadurch bildet sich eine Benetzung der Si(100)-2x1 mit einer Ag(2x3) Rekonstruktion aus. Diese Rekonstruktion wurde von Lin et al. auf nicht vicinalen Oberflächen eingehend untersucht (Lin, 1994). Dabei stellten sie fest, dass sich bereits ab einer Ag-Deposition von 0.5 ML eine geschlossene Monolage auf der Oberfläche ausgebildet hat. Diese besteht zur einen Hälfte aus Si und zur anderen Hälfte aus Ag.

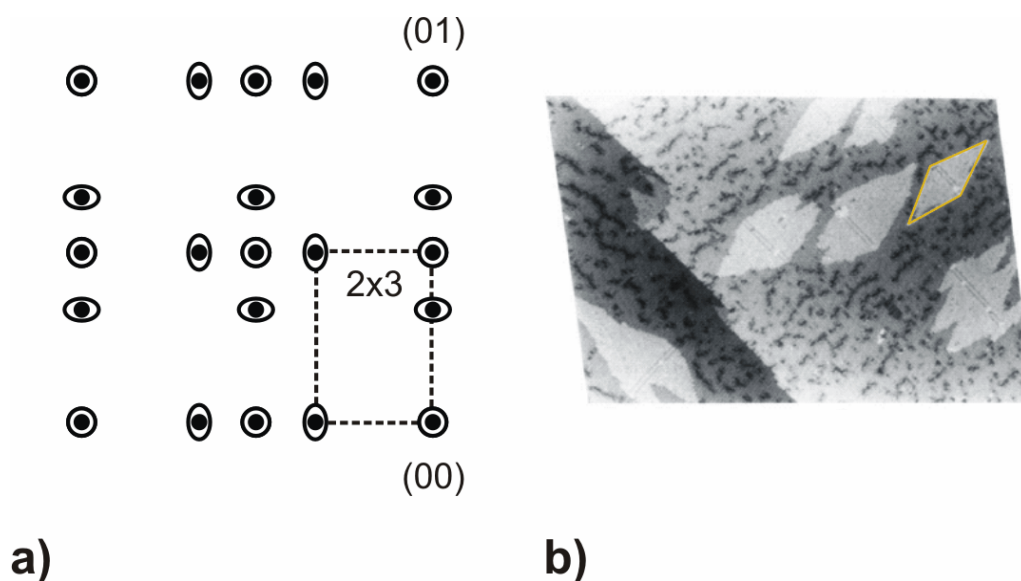


Abb. 54 Ag(2x3) Rekonstruktion nach (Lin, 1994):

a) schematische Darstellung des LEED Musters der rekonstruierten Oberfläche. Es zeigen sich zwei (2x3) Domänen.

b) RTM Aufnahme von Ag(2x3) Domänen aus (Lin, 1994). Die für diese Rekonstruktion typischen Inseln haben eine rautenförmige Struktur (100 x 68nm²).

Abb. 54 zeigt einen Ausschnitt aus der Arbeit von Lin et al. Wie man im schematischen LEED-Muster erkennen kann (Abb. 54 a), besitzt die Rekonstruktion eine rechteckige Einheitszelle. Ihre Einheitszellen sind abhängig von der Orientierung der Dimer-Reihen gegeneinander um 90° gedreht. Abb. 54 b) zeigt eine RTM Aufnahme dieser Oberfläche. Dabei formen Bereiche, in der die Oberfläche zu einer (2x3) rekonstruiert ist, eine rautenförmige Struktur aus. Bei Bedeckungen über einer Monolage geht dieses 2D-Wachstum in ein 3D Wachstum über. Es bilden sich Ag-Inseln auf der Ag(2x3) Oberfläche aus.

Bei dem von uns und von Roos et al. verwendeten Si(100)-Substrat mit einer Fehlneigung von 4° treten neben den Ag- Inseln auch Nanodrähte auf. Diese wachsen in die Länge, parallel zu den Doppelstufen in $[0\bar{1}1]$ Richtung. Dabei können sie eine

Länge von 100 μm erreichen. Weiterhin wachsen die Drähte in die Höhe. Die Enden der Drähte können durch Defekte in der Oberfläche oder durch andere Ag-Inseln gepinnt werden, so dass das Wachstum der Drähte nur an einer Seite des Drahtes fortgesetzt wird. Experimente von Roos et al., bei denen die Probe nur geheizt wurde, aber währenddessen kein zusätzliches Material zugeführt wurde, geben weiteren Aufschluss über die beteiligte Kinetik. Dabei wird beobachtet, dass die Ag-Inseln während ihrer Desorption von der Oberfläche ($T_{\text{Probe}} = 940 \text{ K}$) auch immer wieder Material in die Ag(2x3) Rekonstruktion einfüttern. Bei nicht fehlgeneigten Proben wird das Material aus den Ag-Inseln isotrop um die Insel verteilt. Bei den vicinalen Proben konnte das Material nur parallel zu den Substrat-Stufen abgeführt werden. Das heißt, dass die Diffusion der Ag-Atome über die Si-Doppelstufen hinweg durch eine Barriere eingegrenzt ist. Entlang der Stufen reicht die thermisch zugeführte Energie jedoch aus, um die Diffusion der Ag-Atome zu ermöglichen. Von daher ist dem Ag-Draht nur ein Anwachsen parallel zu den Si-Stufen möglich.

Deponiert man Ag bei einer geringeren Substrattemperatur als 890 K und bei gleicher Rate, dann erhält man auf der Probe eine höhere Dichte an kurzen Drähten und kompakten Inseln (siehe Abb. 53 b). Eine Begründung hierfür ist dadurch gegeben, dass die Diffusion durch die niedrigere Temperatur der Probe reduziert ist und sich somit keine längeren Drähte in akzeptabler Zeit über die Terrassen ausbreiten können.

Wie Abb. 53 außerdem zeigt, haben die ausgebildeten Strukturen eine rechteckige Form. Dies legt nahe, dass sie, falls monokristallin gewachsen, eine rechteckige Einheitszelle besitzen. Um das Wachstum der Nanodrähte weiter zu verstehen wurden die Drähte im Rastertunnelmikroskop untersucht.

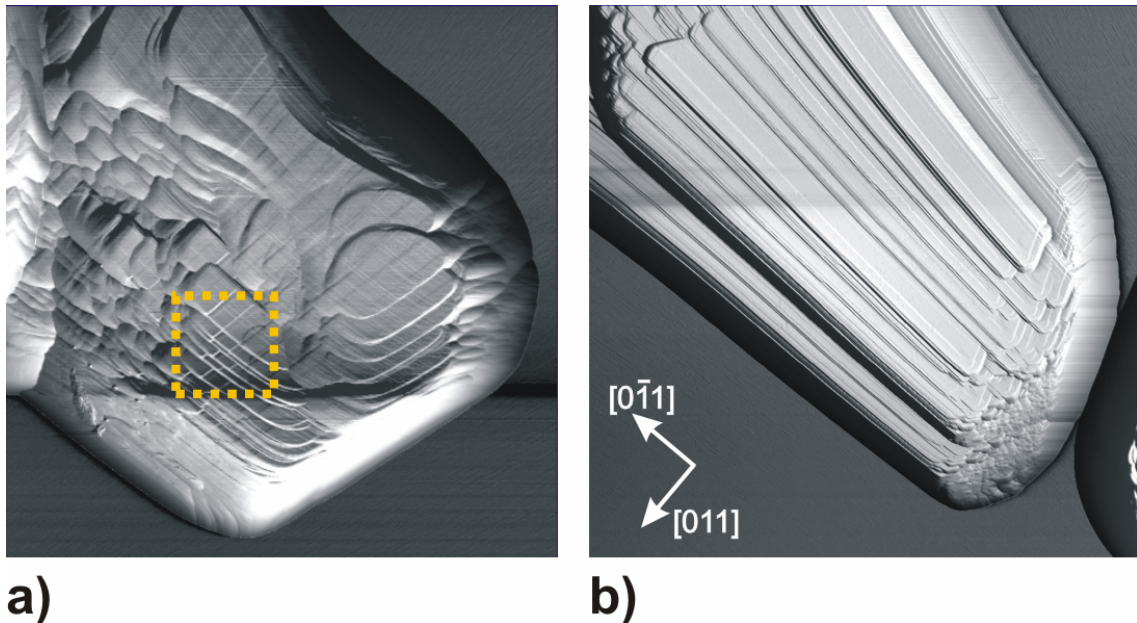


Abb. 55 RTM Aufnahme an Nanodrähten:

a) Der Nanodraht hat eine Höhe von 80 nm. Der eingezeichnete Kasten kennzeichnet den Bereich aus Abb. 56 ($3.5 \times 3.5 \mu\text{m}^2$, $U_{\text{ext}} = -1.9\text{V}$, $I_{\text{tunnel}} = 5\text{pA}$).

b) Lange Terrassen haben sich entlang $[0\bar{1}1]$ Richtung ausgebildet. Der Draht hat eine Höhe von 220 nm ($3.6 \times 3.6 \mu\text{m}^2$, $U_{\text{ext}} = -1.9\text{V}$, $I_{\text{tunnel}} = 5\text{pA}$).

Wie in Abb. 55 gezeigt, sind die Nanodrähte ungefähr 80 nm bis 220 nm hoch. Außerdem besitzen die Terrassen auf den Drähten eine Vorzugrichtung entlang der $[0\bar{1}1]$ Richtung. Untersucht man den markierten Bereich in Abb. 55 a) mit größerer Auflösung, so lassen sich atomare Ag-Stufen erkennen (siehe Abb. 56). Obwohl keine atomare Auflösung parallel zur Oberfläche erreicht werden konnte, lässt sich der kristalline Charakter anhand der Orientierung der atomaren Ag-Stufen klar erkennen. Dabei spiegeln die rechteckigen Anordnungen der Stufen zueinander eine rechtwinklige Einheitszelle wieder. Die Höhe der Stufe auf dem Draht beträgt $0.195 \text{ nm} \pm 0.01 \text{ nm}$.

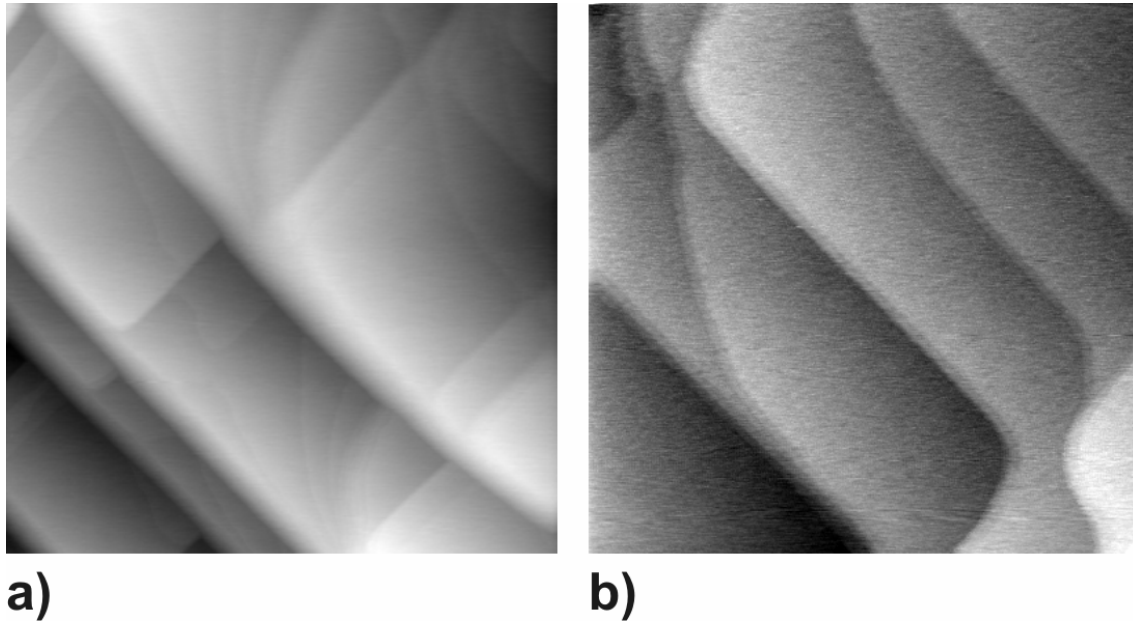


Abb. 56 atomare Stufen auf Nanodrähte:

a) Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 55 a) mit kristallinen Mehrfachstufen
 ($500 \times 500 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = 1.7 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 9 \text{ pA}$).

b) Einzelne Ag Stufen auf dem Nanodraht. Die Stufenhöhe beträgt 0.195 nm
 ($180 \times 180 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = 1.7 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 9 \text{ pA}$).

Dies passt im Rahmen der Messgenauigkeit sowohl zu der Ag(100) als auch zur Ag(110) Oberfläche. Da aber keine atomare Auflösung auf den Ag-Terrassen erzielt werden konnte, kann man auf diese Frage keine definitive Antwort geben werden.

4.3.5 Vergleich beider Systeme

In diesem Kapitel wurden die verschiedenen heterogenen Systeme vorgestellt, die im Laufe der vorliegenden Arbeit untersucht wurden. Dabei hat sich herausgestellt, dass sowohl Bi/Si als auch Ag/Si für die geplanten Experimente die geeigneten Eigenschaften besitzen. Dazu wird Bi oder Ag bei einer Substrattemperatur von 130 K auf einem entsprechend vorbereiteten Si-Substrat aufgebracht und auf Raumtemperatur erwärmt. Es ergeben sich epitaktische Filme. Diese Filme sind nur einige Monolagen dick und haben wenig Wachstumsfehler. Die Präparation kann für beide Metalle bei gleichen Bedingungen erfolgen.

Allerdings hat sich im Verlauf der durchgeführten Experimente das System Bi/Si als günstiger erwiesen. Der Grund hierfür liegt in der größeren Ausbeute geeigneter Proben. Die Filme sind zumeist geschlossen und sehr glatt. Dies hängt häufig nur von der aufgetragenen Schichtdicke ab. Nach (Nagao, 2004) bildet sich im System

Bi/Si(111)-7x7 bereits nach 6 ML ein geschlossener Bi-Film. Dass die Filme relativ schnell zusammenwachsen und geschlossene Lagen bilden, mag an der Bi-Pufferlage liegen, die die Gitterfehlpassung zum Substrat effektiv reduziert. Die Filme sind nach wie vor verspannt. Bi scheint jedoch eine Eigenschaft zu besitzen, trotz der Verspannung keine oder nur wenige Verspannungslinien bzw. Stapelfehler aufzubauen. Diese Eigenschaften führt dazu, dass wir im Verlauf unserer Experimente zu nahezu 90% geschlossene und glatte Bi-Filme erzeugen konnten. Da diese Filme auf Silizium außerordentlich glatt wachsen können, hat (Sadowski, 2005) Wismut als geeignetes Template für Moleküle vorgeschlagen. Dadurch, dass sich sehr große und glatte Terrassen ausbilden, hat man eine hervorragende Oberfläche geschaffen, die den Molekülen auf der Oberfläche genügend Platz zur Anordnung geben, ohne mit Stufen oder Versetzungslinien wechselwirken zu müssen.

Ag auf Si bildet ebenso wie Bi epitaktische Filme. Diese scheinen aber sehr empfindlich auf Störeinflüsse und haben die Eigenschaft aufzureißen. Das Aufreißen der Filme wurde besonders häufig bei Ag/Si(100)-2x1 beobachtet. Dies kann daraus resultieren, dass die Kopplung zum Substrat schwach ist und Ag durch das Zusammenziehen des Films eine stabilere Anordnung erhält. Weiterhin werden Verspannungen aus der Gitterfehlpassung sehr viel effizienter an den Ag-Film weitergegeben. Dies führt, obwohl epitaktisch gewachsen, zu einer hohen Anzahl an Versetzungslinien und Stapelfehlern. Da es in diesem System anscheinend schwer einstellbare kritische Parameter gibt, haben die Filme häufig eine unterschiedliche Morphologie; dies gilt besonders für den Fall von Ag/Si(100)-2x1. Möglicherweise wird das Wachstum von Ag/Si von *quantum size effects* beeinflusst, wie von (Huang, 1998) beim Wachstum von Ag/Si(111)-7x7 vermutet wurde. Diese Effekte können den Film ab einer bestimmten Filmdicke stabilisieren^{§§}.

Die Deposition von Ag auf Si bei hohen Substrattemperaturen führte zu einem Ag-Inselwachstum. Ag benetzt das Si(111)-7x7 und Si(100)-2x1 Substrat zunächst vollständig und bildet eine Rekonstruktion. Zusätzliches Material zieht sich in einzelne Ag-Inseln zurück. Diese Ag-Inseln sind vermutlich kristallin (Nano-Kristallite). Fehlgeneigte Si(100) Proben führen neben dem Ag-Inselwachstum zur Ausbildung von Drähten (Nanodrähte).

^{§§} Ein weiterer Hinweis auf die unterschiedliche Fähigkeit von Bi und Ag Verspannung abzubauen, ist durch eine makroskopische Größe, dem Elastizitätsmodul E gegeben. Bi hat ein Elastizitätsmodul von $32 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$, Ag hat ein Elastizitätsmodul von $83 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2$. Nach $\Delta l = (1/E) \cdot (l \cdot F/A)$ lässt sich ein Bi-Festkörper also bis zu 2.5 mal so stark komprimieren oder dehnen wie ein Ag-Festkörper gleicher Größe. (F =Kraft, l =Drahtlänge, A =Querschnitt, Δl =Längenänderung, E =Elastizitätsmodul).

5 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel soll zuerst auf die Verwendung der besprochenen Systeme in der Potentiometrie eingegangen werden. Anschließend werden die Ergebnisse zum ballistischen Transport durch Moleküle auf einer Bi/Si(100) Oberfläche diskutiert.

5.1 Potentiometrie

5.1.1 Film Strukturierung

Ag und Bi wurden auf dem Si-Substrat abgeschieden. Es wurde eine Schattenmaskentechnik verwendet (Kap. 3.2.3), um die gewachsenen Filme geeignet zu strukturieren.

Die in Abb. 57 a) gezeigten Maske hat zwei rechteckige Metallfelder, die über einen Schlitz miteinander verbunden sind. Dieser Schlitz hat eine Breite von $230\text{ }\mu\text{m}$. Über dem Schlitz ist ein Draht mit einer Dicke von $140\text{ }\mu\text{m}$ angebracht. Durch Aufdampfen des Metalls wird der Metallfilm in der ausgeschnittenen Maskenfläche (weißer Bereich in Abb. 57 b) auf dem Si-Substrat aufgebracht. Dabei wirft der Draht einen schmalen Schatten auf das Substrat

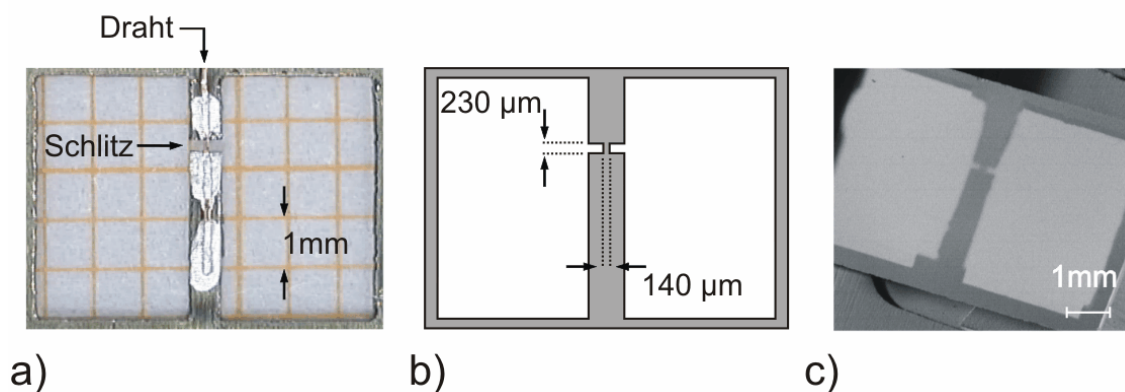


Abb. 57 Schattenmaske für die Potentiometrie:

- a) Fotografie der Schattenmaske. Als Unterlage wurde Millimeterpapier verwendet. Der Schlitz verbindet beide Felder miteinander. Über dem Schlitz ist der Draht angebracht.
- b) Weiß: Ausgeschnittener Bereich der Blende, Grau: Schattenwurf der Blende: Der Schatten unter dem Draht hat eine Breite von $\sim 230\text{ }\mu\text{m}$ und eine Länge von $\sim 140\text{ }\mu\text{m}$.
- c) REM-Bild des aufgetragenen Metallfilms; Die Schichtdicke unter dem Draht ist so gering, dass man den Metallfilm an dieser Stelle nicht vom Si-Substrat unterscheiden kann.

Da die Schattenmaske nicht direkt auf dem Substrat aufliegt, kann sich das Metall auch unter dem 140 μm dicken Draht anlagern, trotz der Abschattung in diesem Bereich. Die Schichtdicke des aufgetragenen Metallfilms unter dem Draht hängt dabei von folgenden Punkten ab:

- Der Öffnung des Tiegels, aus dem das Metall verdampft wird,
- der Entfernung der Tiegelöffnung zur Probe,
- dem Abstand der Maske zur Probe,
- der Aufdampfmenge.

Die Parameter hierfür wurden so gewählt, dass unter dem Draht ein dünner Metall-Streifen aufwächst, der eine Filmdicke von 3-5 nm besitzt. Die gewählte Geometrie ist besonders für die Potentiometrie geeignet, weil die Stromdichte im Metallfilm unter dem Draht lokal maximiert wird.

Nach Aufbringen des strukturierten Metallfilms wurde die Probe ins Nanoprobe RTM transferiert und dort kontaktiert. Die Kontakte, über die der Querstrom in den Film eingeprägt wird, wurden durch Aufsetzen der Twin-Tip (siehe Kap. 3.2.4) auf den beiden rechteckigen Metallfeldern erzeugt (Abb. 58 a, b). Auf dem dünnen Metall-Streifen wird die Tunnelspitze positioniert. Diese dient zur Messung der Potentialverteilung auf der Probe. In ihrer Nähe wird die Referenzelektrode mit dem Film in Kontakt gebracht (Abb. 58 c).

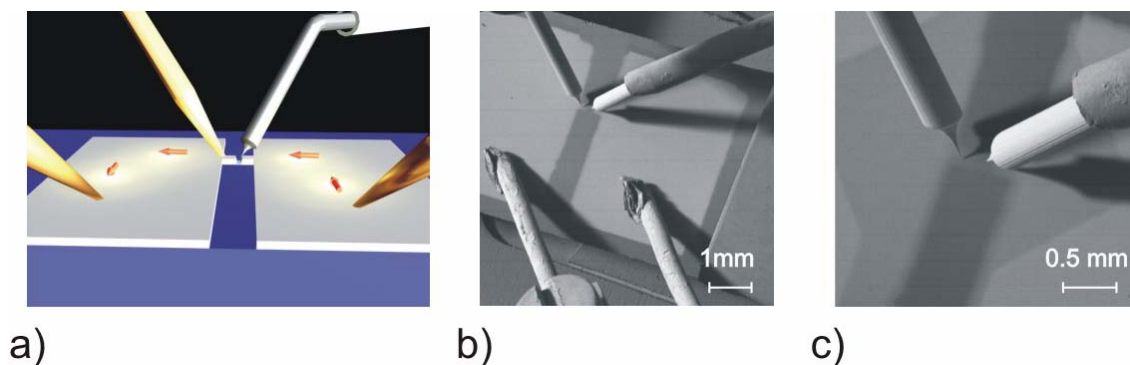


Abb. 58 Kontaktierung des Films:

- a) Schematische Darstellung der Kontaktierung. Zwei Kontakte (unten) werden auf die Metallfelder abgesetzt und prägen den Querstrom auf (rote Pfeile). Eine dritte Spitze (links oben) misst das Referenzpotential U_{pot} . Die Tunnelspitze (rechts oben) wird über den dünnen Metall-Streifen positioniert.
- b) REM Aufnahme der vier Spitzen. Twin-Tip (unten), Spitze für Referenzpotential (links oben) und Tunnelspitze (rechts oben)
- c) Vergrößerung aus b). Die Tunnelspitze (rechts im Bild) ist über dem Metall-Streifen positioniert. Die Messspitze für das Referenzpotential (links im Bild) ist mit dem Metallfilm in Kontakt gebracht. Der Abstand zwischen beiden Spitzen beträgt $\sim 200 \mu\text{m}$.

Da der Metall-Streifen schmal ist und auch die geringste Filmdicke besitzt, sollte in ihm bei Anlegen einer externen Spannung die höchste Stromdichte vorliegen. Man würde erwarten, dass er bei einem großen Querstrom an dieser Stelle aufschmilzt. Um den kritischen Strom zu ermitteln wurde die Spannung zwischen den Spitzen der Twin-Tip erhöht, bis sich der Widerstand des Films änderte. Die Änderung des Filmwiderstands ist ein Indiz für eine Änderung in der Filmmorphologie. Es zeigt sich aber, dass diese Änderung an den Kontakten stattfindet.

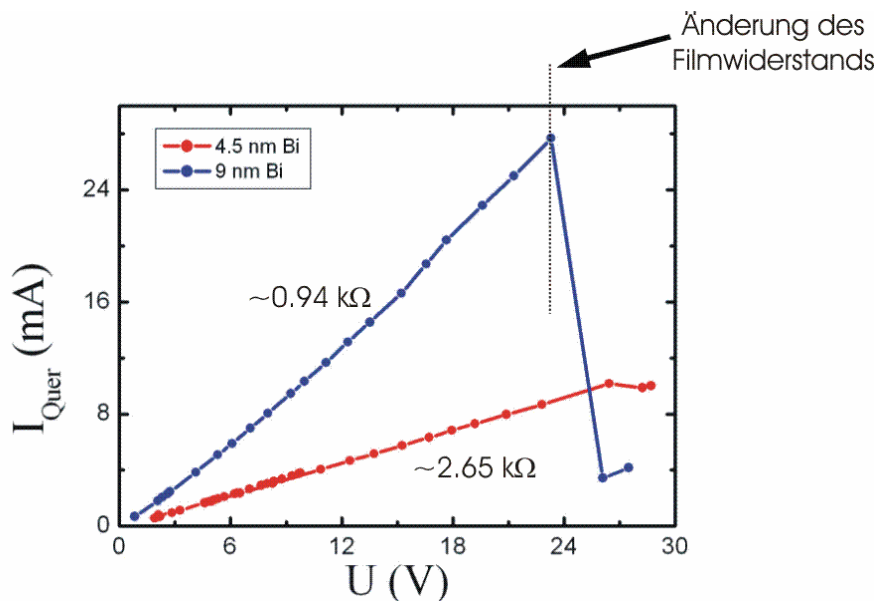


Abb. 59 Kritische Querströme:

Der gewachsene Bi-Film hat eine ohmsche Charakteristik. Erhöht man den aufgeprägten Strom, so kann der Film aufschmelzen. Dies führt zu einer Änderung des Filmwiderstands. Der eingezeichnete Pfeil kennzeichnet eine solche Änderung in der $I(U)$ Charakteristik.

Abb. 59 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien von zwei Bi-Filmen mit unterschiedlicher Filmdicke. Dabei haben, wie erwartet, dickere Filme einen geringeren elektrischen Widerstand. Ab einer elektrischen Leistung von $\sim 640 \text{ mW}$ ($I \sim 28 \text{ mA}$; $U \sim 23 \text{ V}$) ändert sich der Widerstand des 9 nm dicken Bi-Films schlagartig. Die alte Kennlinie kann aber wieder hergestellt werden, wenn man die Kontaktspitzen, die den Querstrom einprägen, umsetzt und an anderer Stelle mit dem Film in Kontakt bringt. RTM Aufnahmen zeigen außerdem, dass sich die Morphologie der Films am dünnen Metall-Streifen nicht ändert. Das bedeutet also, dass die Änderung des Widerstands nicht durch Aufschmelzen des dünnen Metall-Streifens erzeugt wird, sondern dass der Kontaktwiderstand sich ändert.

Um einen guten mechanischen und elektrischen Kontakt zu erhalten, muss die Kontaktfläche möglichst groß sein und beim Aufsetzen auf den Metallfilm eine stabile Verbindung erzeugen. Hierzu wurden die Kontakte der Twin-Tip makroskopisch

geeignet, so dass sie im Vergleich zu den geätzten Spitzen eine erheblich größere Kontaktfläche besitzen (Abb. 58 b). Diese Maßnahme war aber noch nicht ausreichend. Deshalb wurde die Dicke des Metallfilms auf den Metallfeldern erhöht, ohne die Filmdicke des gewachsenen Metall-Streifens zu verändern. Unter Verwendung einer Sekundärmaske (Abb. 60 a) wurde auf den beiden Metallfeldern nach Präparation des Films weiteres Metall aufgebracht. Die Filmdicke für die Kontaktposition kann mit der aufgedampften Menge beliebig eingestellt werden. Dies vergrößert die Tragfähigkeit der Kontaktfläche für den Strom.

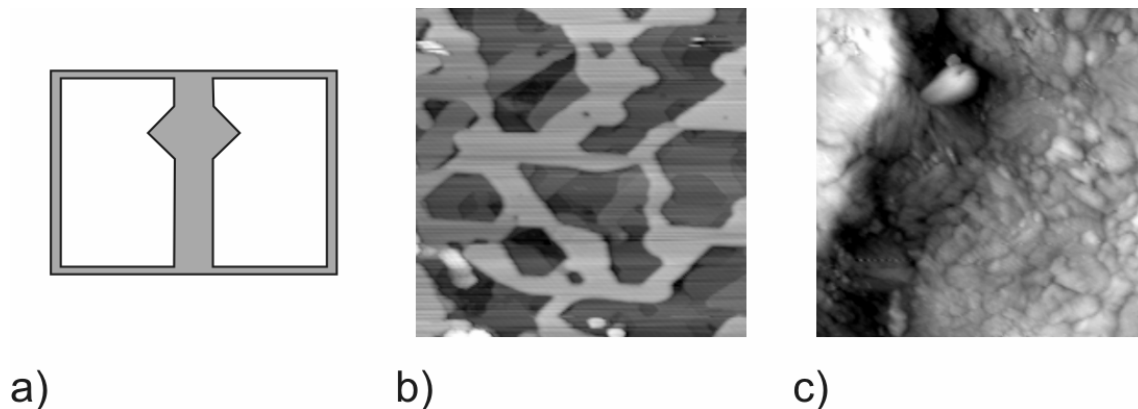


Abb. 60 Aufschmelzen eines Ag-Films:

a) Sekundärmaske; auf den weißen Bereichen kann zusätzliches Material nachgedampft werden. Der graue Bereich kennzeichnet den Schattenwurf der Blende.

b) Ag-Film, gewachsen auf einer Si(111)-7x7 rekonstruierten Oberfläche, vor dem Aufschmelzen ($225 \times 225 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = -0.5 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 15 \text{ pA}$). Der Film zeigt einzelne atomare Stufen.

c) Ag-Film, nachdem die Stromdichte auf $j = (1.74 \pm 0.57) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ erhöht wurde ($225 \times 255 \text{ nm}^2$, $U_{\text{ext}} = 0.7 \text{ V}$, $I_{\text{tunnel}} = 15 \text{ pA}$). Der Film ist aufgeschmolzen, er hat seine kristalline Struktur verloren.

Mit dieser Vorgehensweise ist es gelungen, den Metallfilm am dünnen Metall-Streifen zum Schmelzen zu bringen. Die Kontaktfläche bleibt hingegen stabil. Das Aufschmelzen des Films am Metall-Streifen ist in Abb. 60 b) und c) mit RTM gezeigt. Der abgebildete Ag-Film ist vor dem Erhöhen des Querstroms kristallin. Als Substrat wurde eine Si(111)-7x7 rekonstruierte Oberfläche verwendet. In Abb. 60 c) wurde an den Film eine Spannung von 4.80 V angelegt, der Querstrom beträgt 20 mA. Es wurde eine Konstant-Stromquelle verwendet.

Da dieser Strom durch jede Querschnittsfläche des Films fließen muss, kann man die Stromdichte im Leiter abschätzen, indem man den Gesamtstrom von 20 mA durch die Querschnittsfläche A der Leiterbahn teilt. Aus der Breite des Metall-Streifens von $(230 \pm 30) \mu\text{m}$ und der Filmdicke von $(5 \pm 1) \text{ nm}$ ergibt sich eine abgeschätzte Stromdichte von $j = (1.74 \pm 0.57) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Die so errechnete Stromdichte ist aber nur dann repräsentativ, wenn man ein homogenes und isotropes Medium vorliegen hat. Da wir in unserem Fall aber keinen homogenen Draht betrachten, sondern einen Film,

dessen elektrische Eigenschaften von Ort zu Ort verschieden sein können, ist diese Annahme nur bedingt gerechtfertigt. Es handelt sich hierbei um eine Abschätzung, und man muss bei Angabe der absoluten Werte für die Stromdichte vorsichtig sein.

Der Aufschmelzprozess in Abb. 60 erfolgte ausgesprochen schnell, so dass die strukturelle Änderung nicht zeitaufgelöst untersucht werden konnte. Es konnte nur der Zustand der Oberfläche nach Erhöhen des Querstroms untersucht werden. Der ehemals kristalline Film zeigt nun eine polykristalline Morphologie^{***}.

5.1.2 Potentiometrie: Bi auf Si

Die Rastertunnelpotentiometrie ist für die Untersuchung von Streuphänomenen in elektrischen Leitern gut geeignet. Auf Grund ihrer hohen lateralen Auflösung ermöglicht sie den Zugang zu den elementaren Streuprozessen im Leiter. Sie wurde daher von einigen Gruppen verwendet, um Streuphänomene in dünnen Filmen zu untersuchen. (Versluijs, 1999) und (Grévin, 2000 a, b) z.B. verwendeten diese Methode zur Untersuchung von $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ Filmen mit einer Filmdicke von 26 nm bis 75 nm. In ihrer Arbeit konnten sie die Potentialverteilung auf der Oberfläche abbilden und daraus z.B. den Widerstand der Korngrenzen abschätzen. (Ramaswamy, 1998) untersuchte mit der Potentiometrie Platin-Filme mit einer Filmdicke von ~ 10 nm. Diese sind, ebenso wie die $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ -Filme, polykristallin gewachsen. In seiner Arbeit konnte er zeigen, dass durch Streuung der Elektronen an den Korngrenzen der spez. Widerstand des Films erheblich erhöht wird. Ein etwas anderer Proben Typ wurde von (Dong, 2002) untersucht. In dieser Arbeit wurde nicht die Potentialverteilung auf einem aufgetragenen Metallfilm untersucht, sondern die Potentialverteilung entlang eines GaAs pn-Übergangs abgebildet.

Diese Systeme sind aber zur Untersuchung der elementaren Prozesse nicht geeignet, da ihre Filmqualität nicht die notwendige Güte besitzt. Briner und Feenstra hingegen ist es gelungen epitaktische und glatte Filme mit niedriger Rauigkeit in der Potentiometrie zu untersuchen (Briner & Feenstra, 1996a, 1996b). In ihrer Arbeit wurde Bi auf einer InP(110)-Oberfläche aufgewachsen und die im Film auftretenden Potentialabfälle untersucht. Dabei haben sie Potentialabfälle an Korngrenzen, an lokalen Defekten usw.

^{***} Das Aufschmelzen des Films kann durch die Erhöhung der Stromdichte erzeugt werden. Das Schmelzen des Films ist aber auch von der Zeit abhängig, in der er von Strom durchflossen wird. Die Zeit, bis zu der die Leiterbahn unter dem Stromfluss zusammenbricht, nennt man Ausfallzeit.

gefunden. Ihre Ergebnisse und ihre Interpretationen sind in vielerlei Hinsicht auf unsere Experimente übertragbar.

In unserer Arbeit soll der Schwerpunkt auf der Potentiometrie an epitaktischen Filmen bei Raumtemperatur liegen. Hierzu wurde zunächst ein 3-5 nm dicker Bi Film auf einer Si(111)-7x7 rekonstruierten Oberfläche präpariert. In Abb. 61 a) ist die Topographie des Films dargestellt. Man erkennt auf der linken Bildseite eine glatte Bi-Terrasse, mit einer Rauigkeit von ein bis zwei Bi-Doppellagen. In der rechten Bildhälfte erkennt man fünf Si-Stufen, die mit Bi bedeckt sind. Von einer Stufe zur nächsten ist der Bi-Film aber nicht überall geschlossen. Man kann einzelne Löcher an den Stufen erkennen. Der Sprung von einer Stufe zur nächsten hat einen mittleren Höhenunterschied von 0.84 nm.

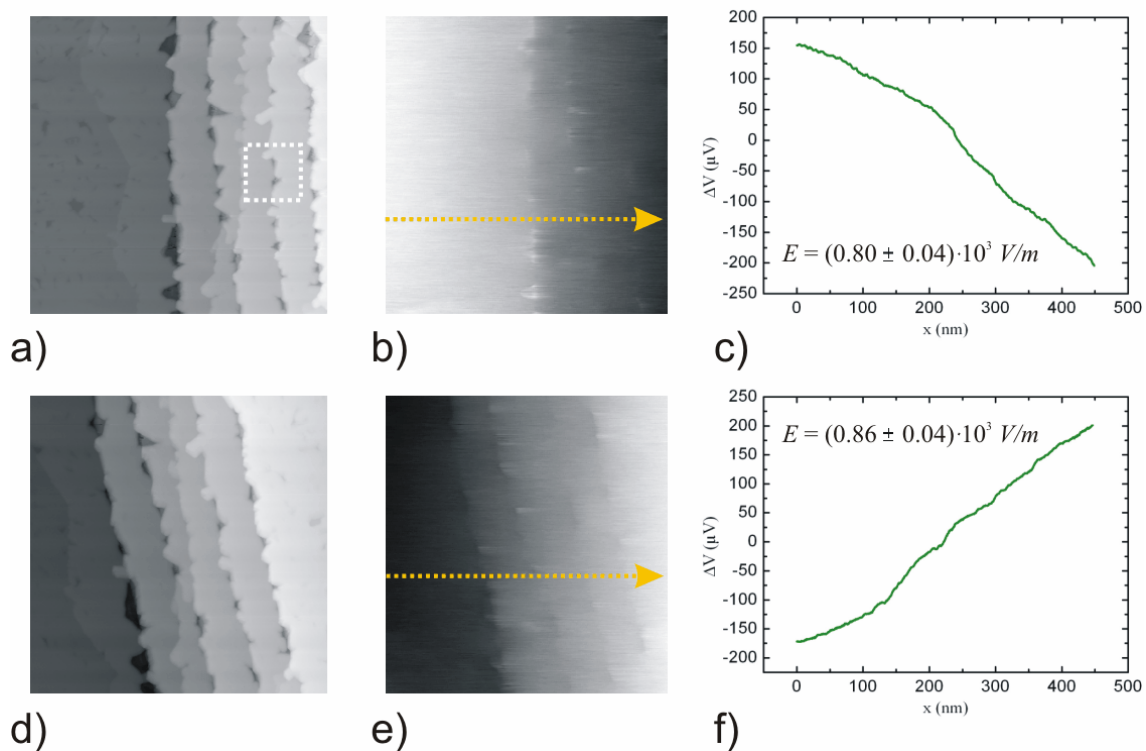


Abb. 61 Potentiometrie an Substratstufen:

a) Topographie der Bi/Si(111)-7x7 Oberfläche (455x455nm²). Man erkennt eine große Bi-Terrasse in der linken Bildhälfte, fünf Si-Stufen sind mit Bi bedeckt. Das eingezeichnete Rechteck kennzeichnet den Bereich aus Abb. 62.

b) Potentialverteilung auf der Probe. Man erkennt einen Hell-Dunkel Verlauf. Dieser gibt die elektrische Feldstärke an.

c) mittlere elektrische Feldstärke entlang der Linie in b). Die Potentialdifferenz auf einer Strecke von 455 nm beträgt 360±20 μV.

d) Topographie von der gleichen Stelle nach Umkehren der Polarität der angelegten Spannung (455x455nm²).

e) Potentialverteilung nach Umkehren der Polarität. Man erkennt einen Dunkel-Hell Verlauf. Der Potentialverlauf hat seinen Kontrast invertiert

f) mittlere elektrische Feldstärke entlang der Linie in e). Die Potentialdifferenz auf einer Strecke von 455 nm beträgt 385±20 μV.

An den Film wurde eine Spannung von 3.10 V angelegt. Der Gesamtstrom durch den Leiter beträgt 0.51 mA. Man erhält eine ungefähre Stromdichte von

$j = (0.07 \pm 0.03) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Der angenommene systematische Fehler beträgt in diesem Fall etwa 46%. Da alle im Folgenden berechneten Werte umgekehrt proportional mit der Stromdichte skalieren, ändern sich auch die jeweiligen systematischen Fehler um diesen Faktor. Er soll deshalb in den weiteren Rechnungen vorerst nicht mehr angegeben werden.

Obwohl der absolute Wert der Stromdichte nicht genau festgelegt werden kann, lässt der ermittelte Wert doch eine Abschätzungen für $\bar{\rho}_{Bi}$, dem mittleren spez. Widerstand des Bi-Films, zu. Um diesen zu berechnen wird neben der Stromdichte \vec{j} noch die elektrische Feldstärke \vec{E} an gleichem Ort benötigt. Diese erhält man mit der Potentiometrie aus der Potentialverteilung $U(x, y)$ auf der Probe. Sie ist in Abb. 61 b) gezeigt. Die Potentialverteilung wurde so verschoben, dass der Mittelpunkt der Grauskala bei Null Volt liegt. Man erkennt im Wesentlichen einen Hell-Dunkel Verlauf, der die Richtung der elektrischen Feldstärke beschreibt. Die Raster-Richtung der Spitze wurde so gewählt, dass die elektrische Feldstärke maximiert wurde. Aus dieser Messung ergibt sich, dass - wie zu erwarten - die Richtung der elektrischen Feldstärke \vec{E} parallel zur langen Achse des Schlitzes verläuft.

Ein Linienprofil entlang der Potentialverteilung zeigt die mittlere elektrische Feldstärke quantitativ (Abb. 61 c). Die Potentialdifferenz $\Delta U(x)$ beträgt $(360 \pm 20) \mu V$ auf einer Strecke von 455 nm, daraus folgt eine mittlere elektrische Feldstärke von $(0.80 \pm 0.04) \cdot 10^3 \text{ V/m}$.

Mit der Feldstärke E , der Stromdichte j und dem ohmschen Gesetz

$$j = \frac{1}{\rho} E$$

lässt sich nun der mittlere spez. Widerstand des Films abschätzen. Er ergibt sich zu $\bar{\rho}_{Bi} = (108 \pm 6) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Hierbei, wie auch im Folgenden, wurde nur der Fehler berücksichtigt, der sich aus der gemessenen Feldstärke ergibt.

Um zu zeigen, dass sich die gemessene elektrische Feldstärke eindeutig mit der an den Film angelegten Spannung korrelieren lassen kann, wurde die Polarität der Spannung invertiert und somit die Stromrichtung gedreht. In Bild Abb. 61 d) sieht man die Topographie der Probe nach Invertierung der Stromrichtung. Da die Bilder nicht Drift korrigiert sind, ist die Richtung der Stufen bezüglich des Bilderrahmens etwas

gedreht. Die Potentialverteilung in Abb. 61 e) ist von einem zuvor Hell-Dunkel Verlauf in einen Dunkel-Hell Verlauf gewechselt. Das bedeutet, dass das elektrische Feld sein Vorzeichen entsprechend der Stromrichtung gewechselt hat.

In Abb. 61 f) ist das Linienprofil entlang dem in e) eingezeichneten Pfeil abgebildet. Es handelt sich dabei um die gleiche Stelle auf der Probe wie vor dem Umpolen. Die mittlere elektrische Feldstärke beträgt $(0.86 \pm 0.04) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Dieser Wert weicht leicht von dem mit invertierter Polarität ab, die Werte stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen aber überein.

Da eine Konstant-Stromquelle verwendet wurde, ergeben sich beim Umpolen die Änderungen in der Feldstärke aus Änderungen in der lokalen Stromdichte. Dies kann daran liegen, dass der Strom beim Wechsel der Stromrichtung nicht mehr den gleichen Pfaden folgt wie zuvor. Diese Änderung können in unseren Messungen bis zu 25% betragen und wird in Kap. 5.1.5 näher diskutiert. Aus der Feldstärke und der Stromdichte ergibt sich der mittlere spez. Filmwiderstand zu $\bar{\rho}_{Bi} = (116 \pm 6) \cdot 10^{-8} \Omega m$.

Die beobachtete mittlere elektrische Feldstärke resultiert aus der Streuung der Elektronen an Phononen und an sonstigen Defekten im Bi-Film. Dies wurde auch von (Briner & Feenstra, 1996b) im Falle von Bi auf InP(100) so festgestellt. Ziel dieser Arbeit ist es, neben den Elektron-Phonon Stößen als Ursprung des elektrischen Widerstands noch weitere Beiträge zu finden. Aus diesem Grund muss man die Feinstruktur in der Potentialverteilung genauer untersuchen. Ein solcher zusätzlicher Beitrag soll in Abb. 62 vorgestellt werden.

Diese Abbildung zeigt eine überwachsene Substratstufe aus dem gekennzeichneten Bereich in Abb. 61 a) mit größerer Auflösung. Die Stufe hat eine Höhe von 0.84 nm. Der Film ist an dieser Stelle nicht vollständig geschlossen, man erkennt ein Loch mit einer Tiefe von 1.52 nm (gemessen bzgl. der linken Terrasse). Der Spannungsabfall an dieser Stufe (Abb. 62 b, c) beträgt $\Delta V^{Stufe} = (49 \pm 9) \mu V$. Das heißt, es gibt einen Beitrag zum elektrischen Widerstand dadurch, dass Elektronen an Substratstufen gestreut werden und sich somit der Widerstand des Metallfilms erhöht. Der Ursprung dieses Beitrags liegt in der schlechten elektrischen Kopplung der Stufen untereinander. Genauer Betrachtung von Abb. 61 b) und e) ergibt, dass jede überwachsene Substratstufe zu einem solchen Potentialsprung führt.

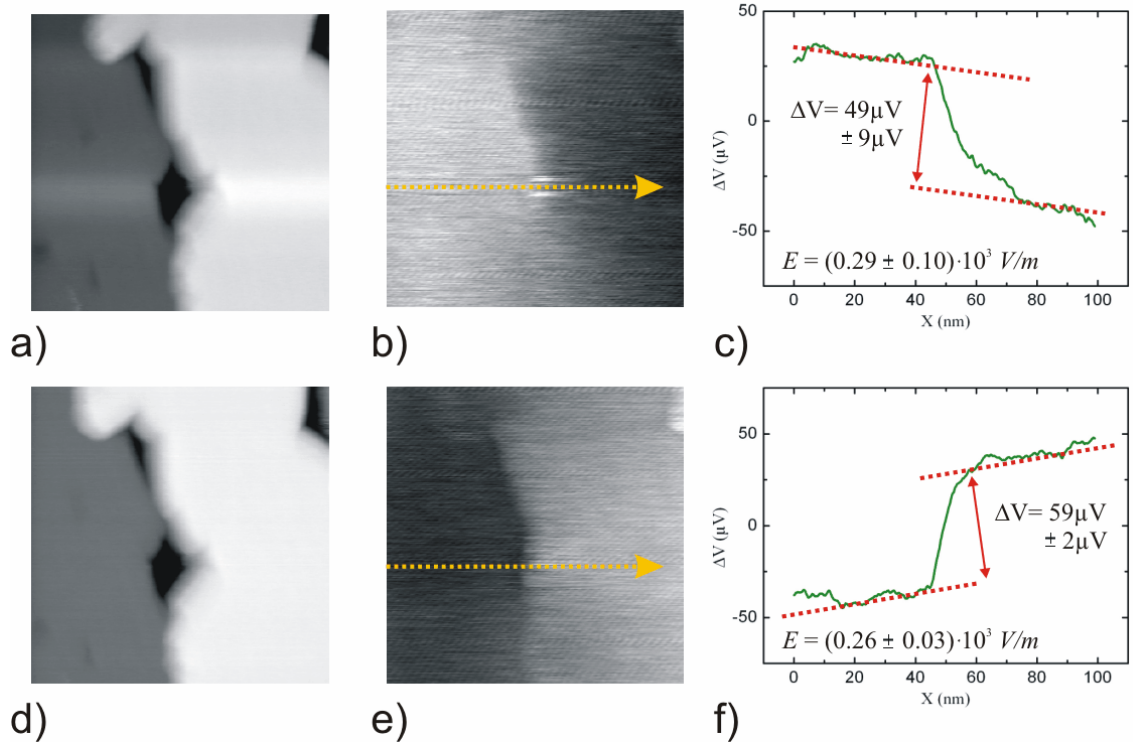


Abb. 62 Potentialsprung an einer überwachsenen Si-Stufe:

a) Topographie des in Abb. 61 markierten Bereichs ($100 \times 100 \text{ nm}^2$). Die Stufe hat eine Höhe von 0.84 nm . An der Stufe erkennt man ein Loch im Film.

b) Potentialverteilung auf der Probe. Es ergibt sich ein Potentialsprung an der Stufe.

c) elektrische Feldstärke entlang der Linie in b). Der Potentialsprung beträgt $49 \pm 9 \text{ } \mu\text{V}$.

d) Topographie von der gleichen Stelle nach Umkehren der Polarität der angelegten Spannung ($100 \times 100 \text{ nm}^2$).

e) Potentialverteilung nach Umkehren der angelegten Spannung. Der Potentialsprung an der Stufe invertiert seinen Kontrast.

f) elektrische Feldstärke entlang der Linie in e). Der Potentialsprung beträgt $59 \pm 2 \text{ } \mu\text{V}$.

Zunächst sollen die Ergebnisse aus Abb. 61 c) und Abb. 62 c) miteinander verglichen werden. Beide Bilder sind bei gleicher Stromrichtung aufgenommen. Beide Messungen sind in der gleichen Messreihe entstanden. Man kann daher davon ausgehen, dass auch die Stromdichte ungefähr identisch ist. Der spez. Widerstand des Bi-Films lässt sich nun in zwei Einzelanteile zerlegen: $\rho_{Bi}^{Film} = \rho^{epi.} + \rho^{Stufe}$. Der erste Anteil bezeichnet den spez. Widerstand der epitaktischen Bi-Bereiche auf den Terrassen. Er ergibt sich aus der lokalen elektrischen Feldstärke von $(0.29 \pm 0.10) \cdot 10^3 \text{ V/m}$ auf den Terrassen in Abb. 62 c). Es folgt: $\rho^{epi.} = (39 \pm 14) \cdot 10^{-8} \Omega m$.

Der zweite Anteil zum mittleren spez. Filmwiderstand, ergibt sich aus der Streuung der Elektronen an den Substratstufen. Ihn erhält man mit $\rho^{Stufe} = \frac{\Delta V^{Stufe}}{j} \cdot \frac{N}{l}$.

Dabei bezeichnet der Quotient $\frac{\Delta V^{Stufe}}{j}$ den spez. Stufenwiderstand und $\frac{N}{l}$ die Anzahl

der Stufen pro Länge (Stufendichte). Der spez. Stufenwiderstand beträgt dann

$$\frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (6.6 \pm 1.2) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 . \text{ Bei einer Stufendichte von 5 Stufen auf einer Strecke}$$

von 455 nm ergibt sich $\rho^{Stufe} = (73 \pm 13) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Zusammen mit dem spez. Widerstand der epitaktischen Bereiche $\rho^{epi.}$ erhält man hieraus einen spez. Filmwiderstand von $\rho_{Bi}^{Film} = (112 \pm 27) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit dem mittleren spez. Filmwiderstand $\bar{\rho}_{Bi} = (108 \pm 6) \cdot 10^{-8} \Omega m$ aus Abb. 61 c) überein.

Für die Messergebnisse mit umgekehrter Stromrichtung in Abb. 61 f) und Abb. 62 f) ergibt sich $\rho^{epi.} = (35 \pm 4) \cdot 10^{-8} \Omega m$ und der spez. Stufenwiderstand zu

$$\frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (8.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 . \text{ Bei gleicher Stufendichte erhält man}$$

$\rho^{Stufe} = (88 \pm 3) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Daraus folgt $\rho_{Bi}^{Film} = (123 \pm 7) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Auch dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit $\bar{\rho}_{Bi} = (116 \pm 6) \cdot 10^{-8} \Omega m$ aus Abb. 61 f) überein. Diese Rechnungen zeigen, dass sich der mittlere spez. Filmwiderstand in seine Einzelanteile zerlegen lässt.

In der Arbeit von (Briner & Feenstra, 1996a) wird ein Spannungsabfall an einem einzelnen Loch im Metallfilm, vergleichbar mit dem in Abb. 62 vorgestellten, gefunden. In ihren Messungen trat das Loch jedoch auf einer glatten Terrasse auf und befand sich nicht, wie in unserem Fall, an einer Stufenkante. An dem Loch konnten sie einen Spannungsabfall feststellen. Daraus leiten sie ab, dass sich ein solches Loch wie ein lokalisiertes Streuzentrum verhält und den Gesamtwiderstand des Films erhöht. In unserem Fall kann jedoch nicht gesagt werden, dass das Loch einen wesentlichen Beitrag zum Potentialsprung ausmacht. Dies liegt daran, dass dem Spannungsabfall am Loch ein Spannungsabfall an der Stufe überlagert ist.

Ein Film mit weniger Fehlstellen und höherer Qualität ist in Abb. 63 a) gezeigt. Der Film wurde mit einer Filmdicke von 3-5 nm auf einer Si(100)-rekonstruierten Oberfläche gewachsen. Das hier abgebildete Bild entspricht dem zuvor in Kap. 4.2.2 (Abb. 40) gezeigten. Dort wurde in der Beschreibung zum Wachstum von Bi auf Si(100) auf feine Linien in der Topographie hingewiesen, die als Korngrenzen identifiziert wurden.

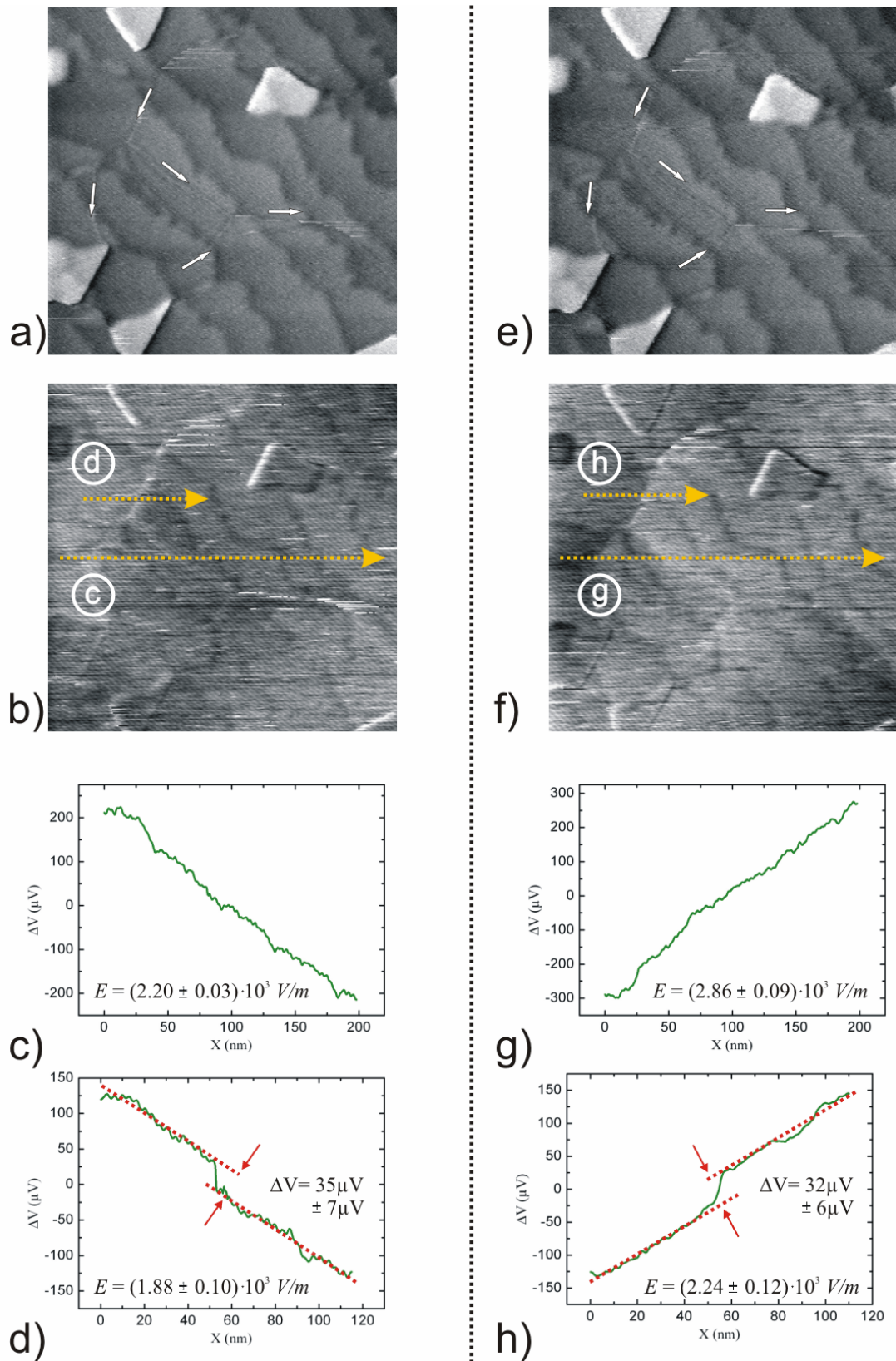


Abb. 63 Potentiometrie an Korngrenzen:

a) Topographie der Bi/Si(100) Oberfläche (200x200nm²). Die Pfeile kennzeichnen die Korngrenzen.

b) Potentialverteilung auf der Probe. Der lineare Verlauf wurde aus dem Bild herausgerechnet.

c) mittlere elektrische Feldstärke, die Potentialdifferenz beträgt $439 \pm 5 \mu\text{V}$ auf 200nm.

d) lokale elektrische Feldstärke entlang der Korngrenze in b). Der Spannungsabfall an der Korngrenze beträgt $35 \pm 7 \mu\text{V}$.

e), f), g), h) gleicher Bereich auf der Oberfläche nach Umkehren der Polarität der angelegten Spannung.

Abb. 63 b) zeigt nun die zusammen mit der Topographie gemessene Potentialverteilung auf der Probe. Es wurde eine Spannung von 5.00 V an den Film angelegt. Der Strom durch die Probe beträgt 3.10 mA. Es ergibt sich eine angenommene lokale Stromdichte von $j = (0.27 \pm 0.09) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Der angenommene systematische Fehler beträgt in diesem Fall etwa 33%. Er soll in den weiteren Rechnungen vorerst vernachlässigt werden.

Aus der mittleren elektrischen Feldstärke ergibt sich ein mittlerer spez. Filmwiderstand von $\bar{\rho}_{Bi} = (81 \pm 1) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Hier, und im Folgenden, wurde nur der Fehler berücksichtigt, der sich aus der elektrischen Feldstärke ergibt. Zur Verdeutlichung der Feinstruktur im Potential wurde ein Ebenenabzug durchgeführt und somit der lineare Potentialverlauf (Abb. 63 c) aus dem Bild in Abb. 63 b) entfernt. Man erkennt einen weiteren Beitrag zum elektrischen Widerstand, der in dem Linienprofil in d) hervorgehoben ist. Beim Überqueren der Bi(111)-Korngrenze ergibt sich ein Spannungsabfall von $\Delta V^{Korngrenze} = (35 \pm 7) \mu V$. Daraus folgt ein spez.

Korngrenzenwiderstand von $\frac{\Delta V^{Korngrenze}}{j} = (1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-14} \Omega m^2$. Bei einer

angenommenen Korngrenzendichte von zwei Korngrenzen auf 200 nm erhält man

$$\rho^{Korngrenze} = (13 \pm 3) \cdot 10^{-8} \Omega m.$$

Aus der elektrischen Feldstärke auf den epitaktischen Bereichen folgt $\rho^{epi.} = (70 \pm 4) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Zusammen mit dem spez. Korngrenzenwiderstand ergibt sich ein spez. Filmwiderstand von $\rho_{Bi}^{Film} = (83 \pm 7) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit $\bar{\rho}_{Bi} = (81 \pm 1) \cdot 10^{-8} \Omega m$ überein.

Um die Konsistenz dieses Messsignals zu überprüfen wurde die Polarität der angelegten Spannung invertiert. Abb. 63 e) zeigt den gleichen Ausschnitt der Topographie, diesmal mit invertierter Stromrichtung. Der Kontrast und das elektrische Feld haben ihr Vorzeichen gewechselt (Abb. 63 f, g). Das Messsignal in der Potentiometrie ist also mit der Stromrichtung korreliert. Der mittlere spez.

Filmwiderstand beträgt nun $\bar{\rho}_{Bi} = (106 \pm 3) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Aus dem Spannungsabfall an der Korngrenze in Abb. 63 h) erhält man einen spez. Korngrenzenwiderstand von

$$\frac{\Delta V^{Korngrenze}}{j} = (1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-14} \Omega m^2. \text{ Daraus folgt } \rho^{Korngrenze} = (12 \pm 2) \cdot 10^{-8} \Omega m.$$

Zusammen mit dem epitaktischen Anteil $\rho^{epi.} = (83 \pm 4) \cdot 10^{-8} \Omega m$ ergibt sich

$\rho_{Bi}^{Film} = (95 \pm 6) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Dies liegt sehr nahe an dem mittleren spez. Filmwiderstand in Abb. 63 g).

Durch die geringe Korngrenzendichte ist der Beitrag der Korngrenzen zum Gesamtwiderstand im Vergleich zu den Elektron-Phonon-Stößen gering. Der spez. Korngrenzenwiderstand ergibt sich alleine daraus, dass sich zwei Bi(111) orientierte Inseln berühren und um 30° gegeneinander gedreht sind. Durch die Gitterfehlانpassung an der Berührungsfläche beider Körner verhalten sie sich wie Streuzentren für die Elektronen.

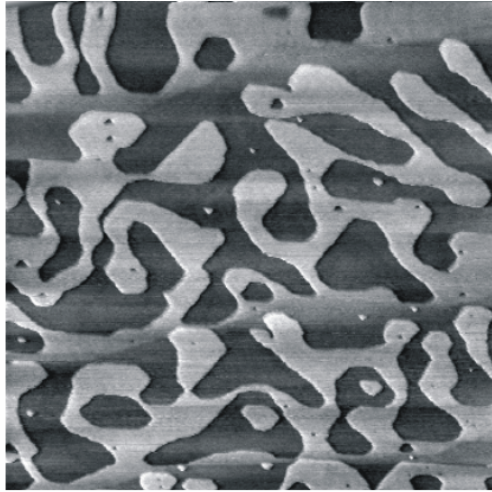
5.1.3 Thermospannung: Bi auf Si

Häufig treten neben den Spannungsabfällen, die durch Streuung der Elektronen an Substratstufen, Korngrenzen oder Phononen gegeben sind, noch zusätzliche Spannungsabfälle auf. Diese sind von der Polarität der angelegten Spannung unabhängig und zeigen keinen Zusammenhang mit der Stromrichtung. Bei diesen charakteristischen Spannungsabfällen handelt es sich um Signale, die ihren Ursprung in der Thermospannung haben, die in Kap. 2.2.3 vorgestellt wurde.

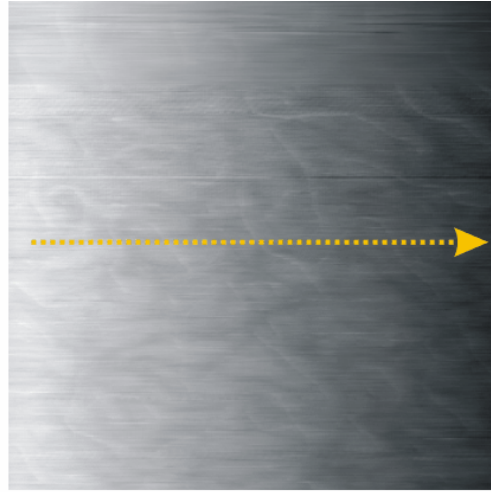
Durch den Querstrom wird eine elektrische Leistung in die Probe eingebracht. Diese erzeugt eine Temperaturdifferenz zwischen Spitze und Probe und führt zu einer messbaren Variation der Potentiale auf der Probenoberfläche. In Experimenten, bei denen der Querstrom abgeschaltet und nur die Probe gekühlt wurde, zeigte sich, dass die Amplitude dieser charakteristischen Potentiale mit wachsender Temperaturdifferenz zunahm. Die Strukturen, die von den Thermospannungs-Signalen ausgebildet werden, können zum Verständnis des Filmwachstums beitragen. Im Folgenden werden daher einige für das System Bi/Si typische Signale vorgestellt.

In Abb. 64 a) erkennt man einen Bi Film, der auf einer Si(111)-7x7 rekonstruierten Oberfläche gewachsen wurde. Die Rauigkeit des Films ist gering. Sie beträgt etwa eine Bi-Doppellage. Auf den Film wurde ein Querstrom von 2.00 mA bei einer angelegten Spannung von 4.66 V aufgeprägt. Die Stromdichte beträgt ca.

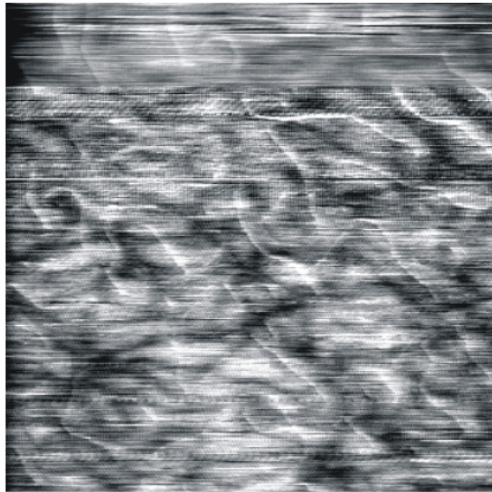
$j = (0.12 \pm 0.07) \cdot 10^{10} A/m^2$. Der angenommene systematische Fehler beträgt in diesem Fall etwa 56%. Er soll im Folgenden vernachlässigt werden.



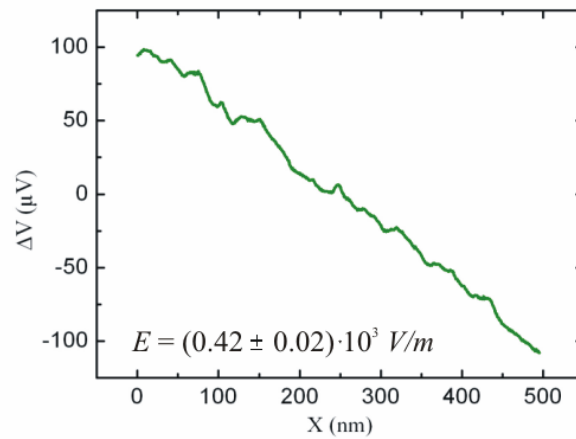
a)



b)



c)



d)

Abb. 64 Thermospannung Bi/Si(111), Typ 1:

a) Topographie (500x500nm²). Der Film ist sehr glatt und geschlossen. Man erkennt einzelne Bi Doppelstufen.

b) Potentialverteilung auf der Probe in a). Der Hell-Dunkel Verlauf der Grauskala gibt die Richtung der elektrischen Feldstärke an.

c) Potentialverteilung aus b) nach Abzug des linearen Anteils. Man erkennt verwebene Strukturen, die auf Verspannungen im Film hindeuten.

d) mittlere elektrische Feldstärke aus b). Die Potentialdifferenz beträgt $200 \pm 10 \mu\text{V}$ auf einer Strecke von 500 nm.

Der Potentialverlauf in Abb. 64 b) gibt die Richtung der elektrischen Feldstärke an. Man erkennt einen Hell-Dunkel Verlauf. Die mittlere elektrische Feldstärke beträgt $(0.42 \pm 0.02) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Hieraus folgt der mittlere spez. Filmwiderstand:

$$\bar{\rho}_{\text{Bi}} = (34 \pm 2) \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}.$$

Durch einen linearen Ebenenabzug kann man den linearen Potentialverlauf rechnerisch von der Potentialverteilung abtrennen. Hierdurch wird die Feinstruktur in der Potentialverteilung besser sichtbar (Abb. 64 c). Diese Struktur zeigt eine

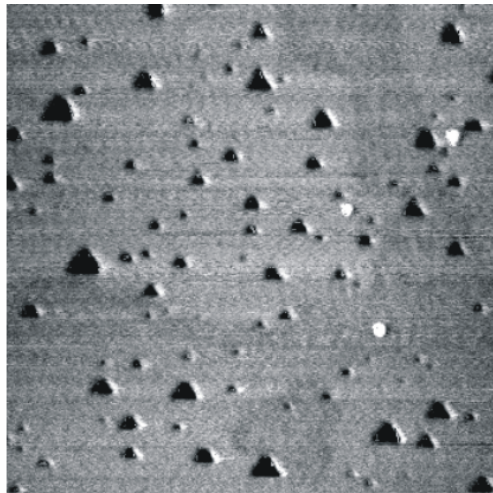
Korrugation von $(20 \pm 5) \mu V$. Sie kann nicht unmittelbar mit der Morphologie der Oberfläche in Verbindung gebracht werden. Ihre Ursache wird daher eher im Inneren des Films oder an der Grenzfläche zum Substrat zu suchen sein.

Eine mögliche Erklärung dieser Signale ist durch Verspannungen im Film gegeben. Diese Verspannungen sind von der Beschreibung zum Filmwachstum bekannt. An ihnen ist die geometrische Struktur anders und dies hat Auswirkungen auf ihre elektronische Struktur. Dies kann zu einem Thermospannungssignal führen (Hoffmann, 1997, 2000). Die verwendete Methode gibt also nicht nur Zugang zu Effekten, die an der Oberfläche einer Probe auftreten, sondern auch zu strukturellen Unterschieden im Inneren des Films.

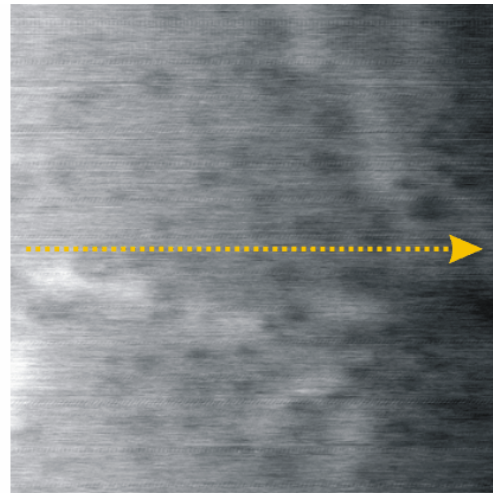
Ein weiterer Typ von Thermospannungssignalen ist in Abb. 65 dargestellt. Der Film wurde wieder auf einer Si(111)-7x7 rekonstruierten Oberfläche gewachsen. Der Film ist jedoch deutlich glatter als der zuvor in Abb. 64 gezeigte. Man erkennt einzelne dreieckige Vertiefungen, die vom Bi-Wachstum her bekannt sind (Nagao, 2004). Das Wachstum scheint eindomänig zu sein, da sich die Vorzugsrichtung der dreieckigen Vertiefungen im Bild nicht ändert. Diese dreieckigen Löcher haben eine Tiefe von einer Bi-Doppellage.

An den Film wurde eine Spannung von 3.36 V angelegt und ein Querstrom von 0.70 mA aufgeprägt. Die Stromdichte beträgt ungefähr $j = (0.06 \pm 0.03) \cdot 10^{10} A/m^2$. Der systematische Fehler beträgt in diesem Fall ca 53% und wird im Folgenden vernachlässigt.

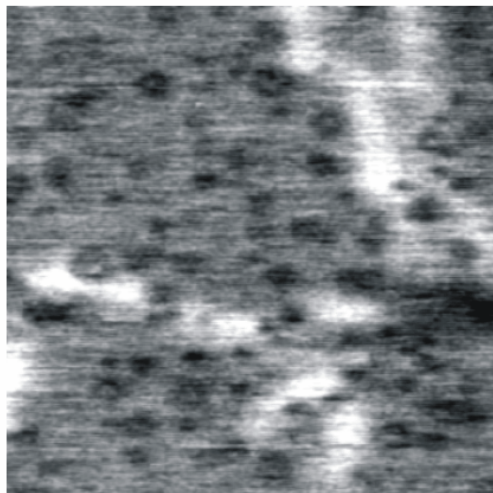
Die elektrische Feldstärke beträgt $(1.64 \pm 0.12) \cdot 10^3 V/m$. Daraus erhält man einen mittleren spez. Filmwiderstand von $\bar{\rho}_{Bi} = (270 \pm 19) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Rechnet man den linearen Potentialverlauf mit einem Ebenenabzug aus der Potentialverteilung heraus, dann kann man ein zusätzliches deutliches Potentialsignal erkennen (Abb. 65 c). Dieses Signal ändert seine Amplitude oder seine Form nicht, wenn man die Stromrichtung umkehrt. An den Kanten der dreieckigen Vertiefungen (dunkel in Abb. 65 c) ist das Potential um $(40 \pm 4) \mu V$ gegen die ebenen Bereiche abgesenkt.



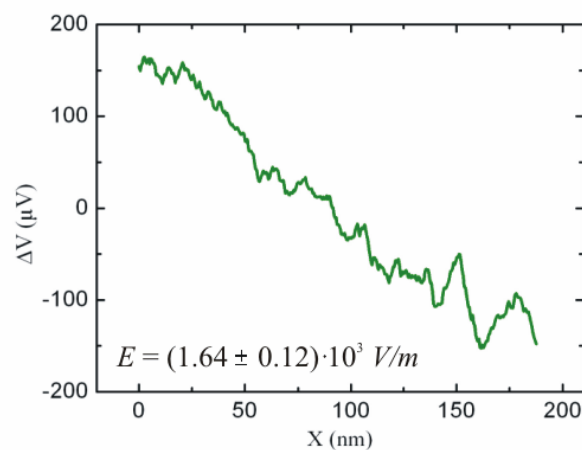
a)



b)



c)



d)

Abb. 65 Thermospannung Bi/Si(111), Typ 2:

a) Gut gewachsener Bi-Film ($190 \times 190 \text{ nm}^2$). Die dreieckigen Vertiefungen haben eine Tiefe von einer Bi-Doppellage.

b) Potentialverteilung auf der Oberfläche. Der Hell-Dunkel Verlauf hat eine Potentialdifferenz von $312 \pm 22 \text{ } \mu\text{V}$ auf einer Strecke von 190 nm .

c) Potentialverteilung nach Ebenenabzug in b). Dunklere Bereiche liegen an den Positionen der dreieckigen Vertiefungen, helle Bereiche sind in der Topographie um $\sim 0.01 \text{ nm}$ abgesenkt.

d) mittlere elektrische Feldstärke entlang der in b) eingezeichneten Linie.

Die Thermospannungssignale an Stufenkanten kommen auf vielen Oberflächen vor, sind aber bis heute nicht verstanden. Ein Erklärungsansatz hierzu wurde von (Schneider, 1997, 1998) für die Au(111) Oberfläche gegeben^{†††}. Neben diesen Signalen gibt es allerdings auch ganze Regionen, deren Amplitude um $(80 \pm 7) \text{ } \mu\text{V}$ gegen die ebenen Bereiche erhöht ist (hell in c). In der Topographie erkennt man in diesen

^{†††} In ihrer Arbeit wird eine qualitative Begründung gegeben. Demnach resultiert das beobachtete Signal an den Stufenkanten der Au(111) Oberfläche aus der stärkeren Kopplung der am Tunnelprozess beteiligten Elektronen an Festkörperzuständen.

Bereichen keinen wesentlichen morphologischen Unterschied zur restlichen Oberfläche. Diese Bereiche sind allerdings um 0.01 nm relativ zu den ebenen Bereichen abgesenkt.

Eine mögliche Erklärung hierfür lässt sich durch einen Effekt am Interface geben. Dort befinden sich in der Topographie Si-Stufen, die von dem Bi-Film überwachsen wurden. Das Überwachsen ist dabei so gut gelungen, dass die Substratstufen in der Topographie nicht mehr erkennbar sind. Die Variationen in der Potentiallandschaft entstehen daher nicht im Bi-Film, sondern direkt an den Substratstufen unter der Oberfläche.

Alternativ kann man auch einen Unterschied in der Anordnung der Bi-Atome in diesen Bereichen annehmen. Möglicherweise ist die Packungsdichte der Atome dort höher, denn die dreieckigen Bi-Vertiefungen scheinen dort weniger oft vorzukommen.

Effekte, die eindeutig am Interface und im Inneren des Films auftreten, konnten im Beispiel von Bi auf Si(100) gefunden werden. Der in Abb. 66 gezeigte Film wurde auf 350 K getempert. Er wurde in Kap. 4.2.2 bereits vorgestellt und eingehend diskutiert.

An den Film wurde eine Spannung von 2.75 V angelegt und ein Querstrom von 2.00 mA aufgeprägt. Die Stromdichte beträgt $j = (0.28 \pm 0.09) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Der angenommene systematische Fehler für die Stromdichte beträgt etwa 33%. Er wird für die Abschätzung des mittleren spez. Filmwiderstands vernachlässigt.

Die elektrische Feldstärke auf der Probe beträgt $(2.02 \pm 0.03) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Daraus ergibt sich $\bar{\rho}_{Bi} = (73 \pm 1) \cdot 10^{-8} \Omega m$.

In Abb. 66 b) ist die Potentiallandschaft auf der Oberfläche dargestellt, nachdem der lineare Potentialverlauf aus dem Bild herausgerechnet wurde. Im Bild erkennt man dunkle Linien, die die Korngrenzen konturieren. Diese sind in der Topographie kaum zu erkennen. Die Korngrenzen laufen über die Substratstufen. Die Bi(111) Domänen wachsen somit über einzelne Substratstufen hinweg, ohne ihre Orientierung zu ändern. Diese Beobachtung deckt sich mit der Beschreibung zum Filmwachstum von Bi auf Si(100) in Kap. 4.2.2

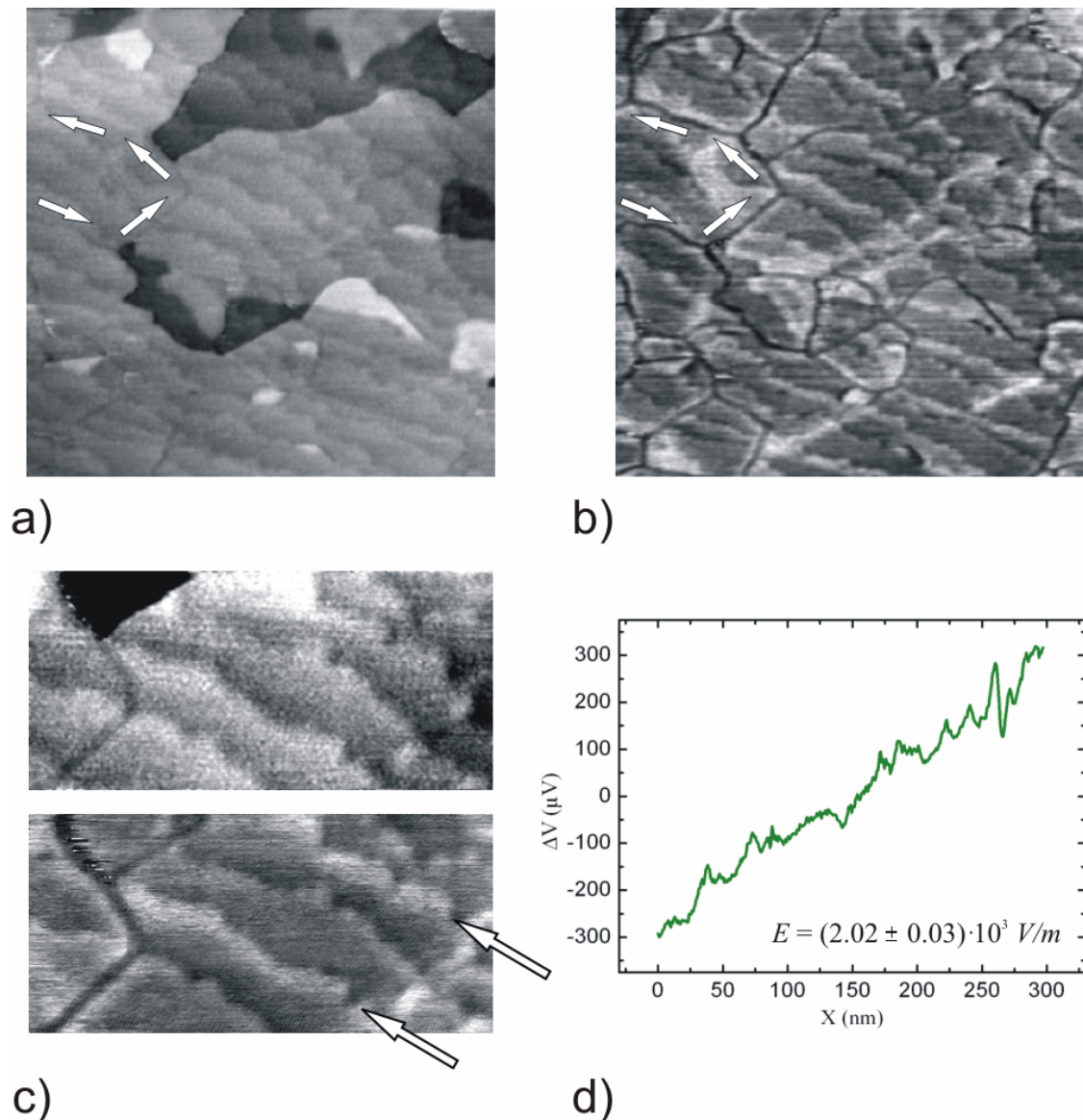


Abb. 66 Thermospannung Bi auf Si(100):

a) Topographie ($300 \times 300 \text{ nm}^2$). Der Film zeigt überwachsene Si-Stufen. Die eingezeichneten Pfeile kennzeichnen den Verlauf der Korngrenzen. Diese sind in der Potentialverteilung besser erkennbar.

b) Potentialverteilung nach Ebenenabzug. Die eingezeichneten Pfeile kennzeichnen den Verlauf der Korngrenzen. Eine zusätzliche Periodizität ist entlang der überwachsenen Substratstufen zu erkennen.

c) Topographie (oben) und Thermospannung (unten). Die eingezeichneten Pfeile deuten entlang der Si-Stufen mit gleicher Orientierung der Dimer-Reihen. Die Grauskala für die Thermospannung variiert zwischen $-95 \mu V$ und $+120 \mu V$.

d) Potentialverlauf (von links nach rechts) entlang der Bildmitte in b).

Zusätzlich zu dem Thermospannungssignal an den Korngrenzen erkennt man in der Potentialverteilung die Substratstufen. Dabei fällt auf, dass diese abwechselnd heller und dunkler sind. Zur Verdeutlichung dieser Periodizität ist ein Ausschnitt aus a) und b) in Abb. 66 c) vergrößert dargestellt. Wie man sieht, ist das Thermospannungssignal an den überwachsenen Si(100) Stufen bei jeder zweiten Stufe äquivalent. Bei der Si(100)- 2×1 Oberfläche ändert sich die Ausrichtung der Dimer-Reihen ebenfalls bei jeder Stufe

um 90° . Es tritt also das gleiche Thermospannungssignal bei jeder Stufe mit gleicher Orientierung der Dimer-Reihen auf. Das alternierende Thermospannungssignal an den Stufen kann man dadurch erklären, dass sich möglicherweise der Bindungszustand der Bi-Atome an den Stufen ändert, oder die elektronische Struktur der unterschiedlich ausgerichteten Dimer-Reihen an den Stufenkanten verschieden ist, oder die Stufen an den Stufenkanten eine unterschiedliche geometrische Struktur haben.

Obwohl die Thermospannung hier nur zur qualitativen Analyse benutzt wurde, lassen sich durch sie doch einige Informationen gewinnen. Die Thermospannung kann benutzt werden, um verborgene Strukturen zu identifizieren. In Bezug auf die Potentiometrie muss man die Thermospannung erkennen und darf sie nicht fälschlicherweise als Beitrag zum elektrischen Widerstand interpretieren. Die Thermospannung lässt sich erkennen, indem man die Polarität der angelegten Spannung invertiert und das Messsignal beobachtet. Das Signal, das sich nicht ändert, ist nicht mit der Stromrichtung korreliert. Meist handelt es sich beim unveränderten Signal um einen Potential, das durch die Thermospannung erzeugt wird.

5.1.4 Potentiometrie: Fehlerquellen

Artefakte in der Potentialverteilung können dadurch auftreten, dass eine stumpfe Tunnelspitze sehr hohe Potentialsprünge generieren kann (Pelz & Koch, 1990). Diese Artefakte treten sehr häufig bei rauen Proben auf. Abb. 67 zeigt schematisch am Beispiel einer Tunnelspitze mit zwei Einzelspitzen den Ursprung solcher Messartefakte.

Die Tunnelspitze bewegt sich in Richtung des eingezeichneten Pfeils über die raue Probenoberfläche. Der Tunnelprozess findet zunächst im gekennzeichneten Bereich in Abb. 67 a) statt. Während der Bewegung über die Oberfläche trägt aber plötzlich ein anderer Teil der Tunnelspitze zum Tunnelprozess bei (Abb. 67 b). Dieser findet auf einem anderen Bereich der Probe statt. Hierdurch wird nicht nur die Abbildung der Topographie verfälscht, sondern auch die lokale Potentialverteilung. In der Abbildung der Potentialverteilung auf der Probe führt dies zu großen Potentialsprüngen.

Man sollte daher bei Schlussfolgerungen über den genauen Potentialverlauf die Auswirkung einer stumpfen Tunnelspitze auf das Potentiometriesignal kennen und kritisch diskutieren.

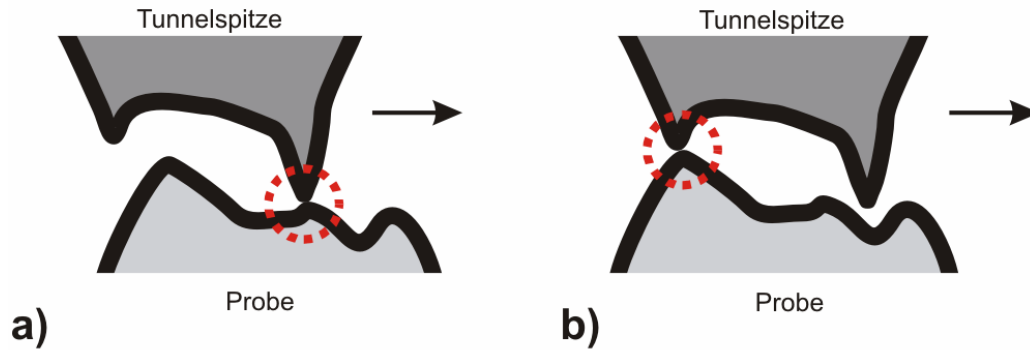


Abb. 67 Modell einer stumpfen Tunnelspitze:

- a) Eine Tunnelspitze mit zwei Einzelspitzen rastert in Richtung des eingezeichneten Pfeils über die Probe. Der markierte Bereich in der Mitte trägt zum Tunnelprozess und zum Potentiometriesignal bei.
- b) Bei der Bewegung über die Oberfläche findet der Tunnelprozess nun an einer anderen Stelle der Tunnelspitze statt (markierter Bereich links). Dies führt neben einem Artefakt in der Topographie auch zu einem spontanen Potentialsprung.

Ein eindeutiges Beispiel für solche Spitzen induzierte Artefakte ist in Abb. 68 gegeben. In Abb. 68 a) erkennt man einen kristallinen aber aufgerissenen Film. Beim Rastern über die aufgerissenen Stellen in der Bildmitte bildet sich die Tunnelspitze selbst ab, da sie nicht tief genug in die Öffnung hineinragt. Dies führt zu einer Verlagerung des Tunnelprozesses an anderer Stelle und erzeugt ein Messartefakt. Hierdurch wird eine Erhebung in der aufgerissenen Stelle suggeriert.

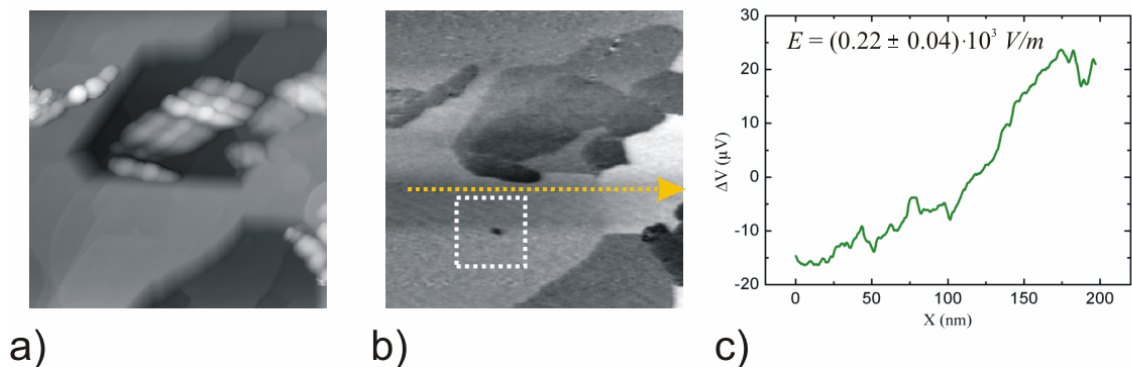


Abb. 68 Effekt einer stumpfen Tunnelspitze:

- a) Topographie einer Ag/Si(100) Oberfläche ($200 \times 200 \text{ nm}^2$). Der Film ist aufgerissen. Man erkennt zwei große Löcher (unten im Bild und in der Mitte). Im Loch in der Bildmitte erkennt man große Erhebungen. Hierbei handelt es sich um ein Abbildungsartefakt, dass durch die Tunnelspitze erzeugt wird.
- b) Potentialverteilung auf der Probenoberfläche. Das Rechtecke kennzeichnet den Bereich, der in Abb. 69 vergrößert dargestellt ist. In ihm erkennt man einen isolierten Potentialsprung.
- c) Linienprofil über die eingezeichnete Linie in b). Die Potentialdifferenz beträgt $44 \pm 8 \mu V$ auf einer Strecke von 200 nm.

An den Film wurde eine Spannung von 1.20 V angelegt und ein Querstrom von 2.40 mA aufgeprägt. In der Potentialverteilung in Abb. 68 b) sieht man, dass die Löcher

auf einem anderen Potential als die ebenen Terrassen liegen. Die mittlere elektrische Feldstärke ist in Abb. 68 c) gezeigt.

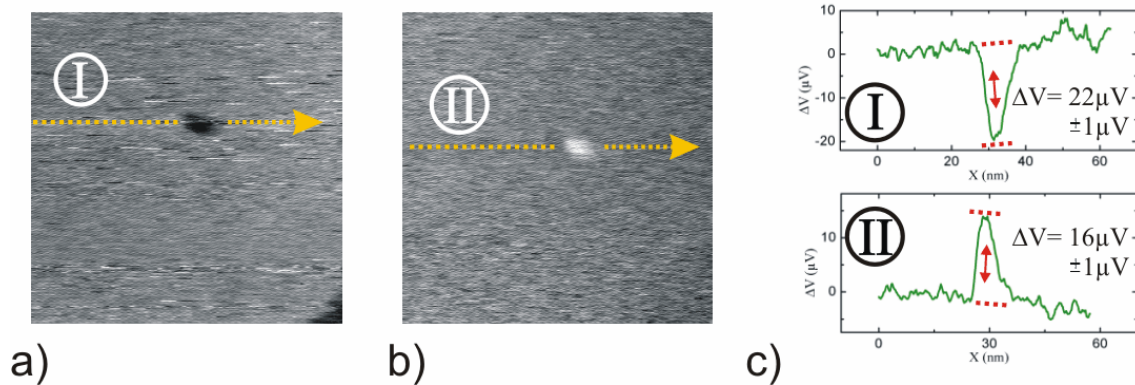


Abb. 69 Isolierter Potentialsprung:

- a) Potentialverteilung des markierten Bereichs in Abb. 68 b). Eine Erhebung in der Topographie erzeugt einen Potentialsprung von $22 \pm 1 \mu V$ ($72 \times 72 \text{ nm}^2$).
- b) Beim Umpolen der Polarität der angelegten Spannung invertiert auch das Potential an der Stelle der Erhebung ($72 \times 72 \text{ nm}^2$).
- c) Linienprofil über die Potentialverteilung in a) und b) entlang der eingezeichneten Linie.

Die Potentialverteilung des in Abb. 68 b) markierten Bereichs ist in Abb. 69 vergrößert dargestellt. Man sieht, dass ein isolierter Bereich in der Mitte des Bildes ein von der Umgebung verschiedenes Potential besitzt. Dieses Potential ändert sein Vorzeichen beim Umpolen der Polarität der angelegten Spannung. In der Topographie (Abb. 68 a) erkennt man eine Erhebung von 0.12 nm . In diesem Fall ist es ebenfalls wahrscheinlich, dass es sich nicht um ein Adsorbat auf der Probenoberfläche, sondern um ein Messartefakt handelt. Der Tunnelprozess findet irgendwo an anderer Stelle auf der Probe statt und erzeugt daher einen Fehler in der Topographie und ebenso einen spontanen Spannungsabfall in der Potentialverteilung. In einer solchen Messreihe kann man die elementaren Prozesse zum elektrischen Widerstand nur sehr schwer ausarbeiten.

In dieser Messung lässt sich aber das Signal-Rauschverhältnis der verwendeten Potentiometrie abschätzen. Wie man sieht, sind die Potentialsprünge von $(22 \pm 1) \mu V$ und $(16 \pm 1) \mu V$ deutlich messbar. Sie lassen sich problemlos von dem Untergrund trennen. Hieraus lässt sich das Signal-Rauschverhältnis auf $< 2 \mu V$ abschätzen.

5.1.5 Potentiometrie: Ag auf Si

Im Folgenden sollen nun die Potentiometrie-Ergebnisse diskutiert werden, die im System Ag auf Si gefunden wurden.

Abb. 70 zeigt einen Ag-Film der auf einer Si(111)-7x7 rekonstruierten Oberfläche aufgewachsen wurde. Der Ag-Film ist aufgerissen. In der Topographie in a) sieht man einzelne Ag-Terrassen, die sich entlang der Si-Stufen ausrichten. Die Ag-Terrassen sind untereinander nicht direkt verbunden. An den Film wurde eine Spannung von 12 V angelegt, der Querstrom beträgt 6.00 mA. Daraus ergibt sich eine abgeschätzte Stromdichte von $j = (0.87 \pm 0.40) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Der angenommene systematische Fehler beträgt in diesem Fall etwa 46%. Er soll bei der Angabe der folgenden Werte zunächst nicht mit berücksichtigt werden.

In Abb. 70 b) ist die Potentialverteilung auf der Oberfläche abgebildet. Die mittlere elektrische Feldstärke entlang der drei Ag-Terrassen beträgt $(35.45 \pm 3.18) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Daraus ergibt sich ein mittlerer spez. Filmwiderstand von $\bar{\rho}_{Ag} = (408 \pm 37) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Die mittlere elektrische Feldstärke ist dabei maßgeblich durch lokale Spannungsabfälle an den Ag-Terrassen bestimmt. Wie man sieht, ändert sich das Potential auf den jeweiligen Ag-Terrassen kaum, sondern nur beim Übergang von einer Terrasse zur Nächsten.

Man kann also erneut versuchen, den mittleren Filmwiderstand in seine Anteile zu zerlegen, $\rho_{Ag}^{Film} = \rho^{Terrasse} + \rho^{Stufe}$. Die lokale elektrische Feldstärke auf den Ag-Terrassen beträgt $(3.26 \pm 1.00) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Daraus ergibt sich ein spez. Widerstand auf den Terrassen von $\rho^{Terrasse} = (38 \pm 12) \cdot 10^{-8} \Omega m$.

Der Höhenunterschied zwischen beiden Terrassen beträgt 0.85 nm. Der spez. Stufenwiderstand solcher schlecht miteinander gekoppelten Terrassen beträgt dann $\frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (44.4 \pm 1.2) \cdot 10^{-14} \Omega m^2$. Bei einer Stufendichte von 2 Stufen auf einer Strecke von 220 nm ergibt sich dann $\rho^{Stufe} = (404 \pm 10) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Zusammen mit dem Beitrag von der Bereichen auf den Terrassen ergibt sich hieraus $\rho_{Ag}^{Film} = (442 \pm 22) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit dem mittleren spez. Filmwiderstand überein.

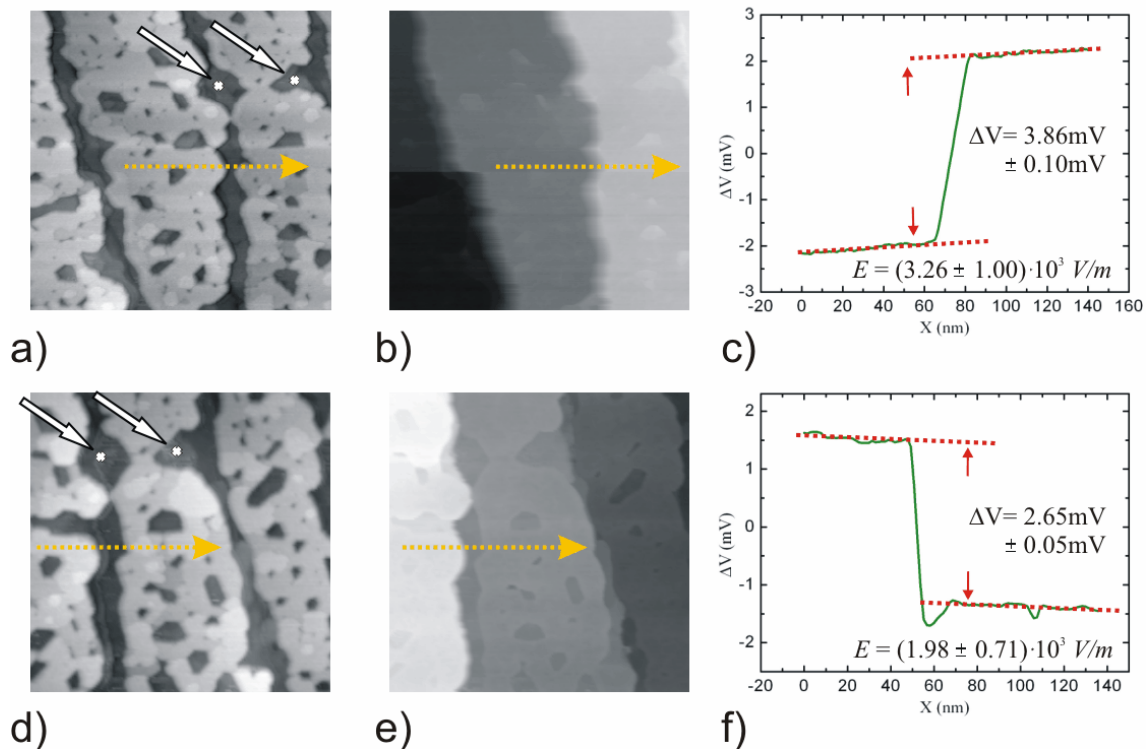


Abb. 70 Aufgerissener Film:

a) Topographie der Ag/Si(111)-7x7 Oberfläche ($220 \times 220 \text{ nm}^2$). Der Film ist aufgerissen. Die Si-Stufen sind nicht mit Ag überwachsen.

b) Potentialverteilung auf der Probe. Man erkennt einen Dunkel-Hell Verlauf. Dieser gibt die mittlere elektrische Feldstärke an. Er setzt sich aus Spannungsabfällen an den Ag-Terrassen zusammen.

c) Potentialverlauf entlang der Linie in b). Der Potentialsprung hat eine Größe von $3.86 \pm 0.10 \text{ mV}$.

d) Topographie von der gleichen Stelle nach Umkehren der Polarität der angelegten Spannung ($220 \times 220 \text{ nm}^2$). Die Pfeile kennzeichnen identische Bereiche in a).

e) Potentialverteilung nach Umkehren der Polarität. Der Kontrast hat zu einem Hell-Dunkel Verlauf gewechselt.

f) Potentialverlauf entlang der Linie in e). Die Potentialdifferenz beträgt $2.65 \pm 0.05 \text{ mV}$.

Abb. 70 d) zeigt die Oberfläche nach Umpolen der angelegten Spannung. In e) ist die gleichzeitig gemessene Potentialverteilung auf der Oberfläche gezeigt. Der Kontrast hat sein Vorzeichen gewechselt. Die Zeitdifferenz zwischen beiden Bildern beträgt ~ 60 min. Das Bild wurde nicht driftkorrigiert. Zum besseren Verständnis sind zwei identische Bereiche mit Pfeilen gekennzeichnet. Betrachtet man die angenommene Stromdichte von $j = (0.87 \pm 0.40) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$, so ist diese etwa 3-4 mal so groß wie die Stromdichte in den zuvor diskutierten Bi-Filmen. Sie beträgt aber nur etwa die Hälfte der kritischen Stromdichte für den Ag-Film von $j = (1.74 \pm 0.57) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Diese wurde in Abb. 60 als untere Grenze für das Aufschmelzen des Ag-Films abgeschätzt. Wenn man die Oberfläche aus a) mit der aus d) vergleicht, erkennt man, dass sich einzelne Strukturen auf der Oberfläche verändert haben.

Neben den morphologischen Änderungen haben sich auch die elektrischen Eigenschaften des Films verändert. Hierdurch hat sich die Vergleichbarkeit der beiden Messungen zu verschiedenen Polaritäten erschwert. Die mittlere elektrische Feldstärke entlang der drei Terrassen beträgt nun $(24.09 \pm 3.18) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Bei Annahme einer unveränderten Stromdichte ergibt sich daraus ein mittlerer spez. Filmwiderstand von $\bar{\rho}_{Ag} = (277 \pm 37) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Aus der lokalen elektrischen Feldstärke auf den Ag-Terrassen erhält man $\rho^{Terrasse} = (23 \pm 8) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Aus dem Spannungsabfall an den Stufen zwischen den Terrassen ergibt sich ein spez. Stufenwiderstand von $\frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (30.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-14} \Omega m^2$. Bei einer Stufendichte von 2 Stufen auf einer Strecke von 220 nm erhält man $\rho^{Stufe} = (277 \pm 5) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Addiert man diese Einzelanteile, so ergibt sich ein spez. Filmwiderstand von $\rho_{Ag}^{Film} = (300 \pm 13) \cdot 10^{-8} \Omega m$, was im Rahmen der Fehlergrenzen mit dem mittleren spez. Filmwiderstand übereinstimmt.

Vergleicht man diese Werte mit denen bei umgekehrter Polarität, so sieht man, dass sie um etwa 30% reduziert sind. Vergleicht man auch die Einzelwiderstände mit den Werten bei umgekehrter Polarität, so sieht man, dass sich diese ebenfalls um ~30% erniedrigt haben. Dies kann dadurch erklärt werden, dass sich die Stromdichte beim Umpolen lokal um diesen Faktor geändert hat.

Wie in Abb. 70 gezeigt, kann es während der Messung zu Änderungen in der Filmmorphologie kommen. Um dies zu verhindern sollten die Zeitabstände zwischen zwei Bildern, in denen umgepolt wurde, so gering wie möglich gehalten werden. Wie dies erreicht werden kann, soll anhand des experimentellen Beispiels in Abb. 71 erklärt werden. Die Topographie in a) zeigt einen glatten Ag(111) Film, gewachsen auf einer Si(100)-2x1 rekonstruierten Oberfläche. Das Bild wurde in einem Raster von 200 auf 200 Punkten aufgenommen.

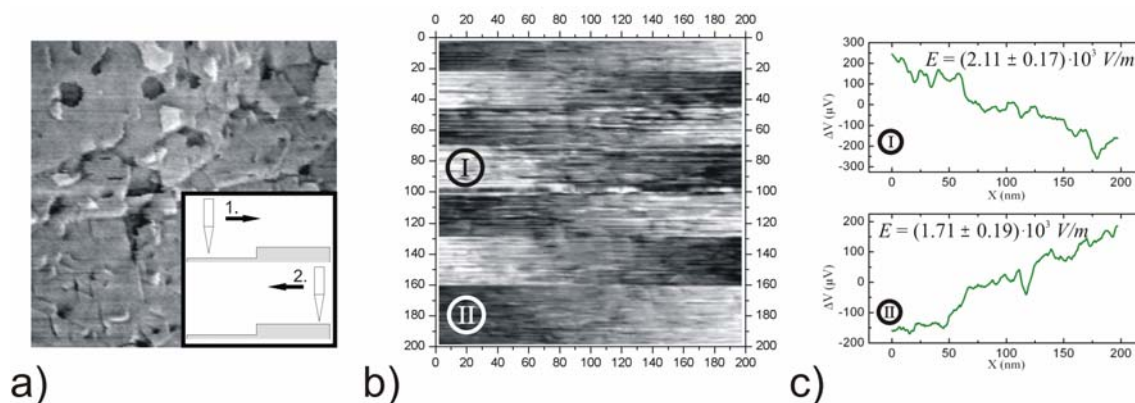


Abb. 71 Ag/Si(100)-2x1:

- a) Topographie ($200 \times 200 \text{ nm}^2$). Der Inset zeigt die Bewegungsrichtung der Tunnelspitze in Vorwärtsrichtung (1.) und in Rückwärtsrichtung (2.) entlang einer Zeile.
 b) Potentialverlauf auf der Probe. Die angelegte Spannung wurde ungefähr alle 30 Zeilen des Rasters umgepolt. Das Raster wurde mit eingezeichnet. Das Bild setzt sich aus 200 mal 200 Punkten zusammen.
 c) Linienprofil über die Potentialverteilung für zwei verschiedene Polaritäten.

Abb. 71 b) zeigt die zeitgleich gemessene Potentialverteilung auf der Probe. Die Polarität der angelegten Spannung wurde ungefähr alle 30 Zeilen invertiert. Dies erkennt man daran, dass sich die Hell-Dunkel Verläufe ca. alle 30 Zeilen in Dunkel-Hell Verläufe umkehren. Man sieht, dass es während der laufenden Messung möglich ist, die Stromrichtung im Film umzukehren. In c) sind die mittleren elektrischen Feldstärken für je zwei verschiedene Polaritäten abgebildet. Sie beträgt für die eine Polarität $(2.11 \pm 0.17) \cdot 10^3 \text{ V/m}$ und für die andere $(1.71 \pm 0.19) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Dies entspricht einer Änderung von $\sim 25\%$. Hieran sieht man erneut, dass die Unterschiede zwischen den Feldstärken nicht durch die Änderung im Filmwiderstand herrühren können. Sie haben ihren Ursprung vielmehr in den sich ändernden Strompfaden im Film.

Um nun die Topographie simultan zu zwei verschiedenen Polaritäten in einer einzigen Messung zu erhalten geht man folgendermaßen vor: Wie bisher ergibt sich der Bildaufbau zunächst dadurch, dass die Spitze entlang einer Zeile in ihrer Rasterbewegung über die Probe geführt wird. Sie bewegt sich z.B. von links nach rechts (Inset in Abb. 71 a). Diese Bewegungsrichtung nennen wir Vorwärtsrichtung. Am Ende der Zeile wird die Richtung der Rasterbewegung um 180° gedreht und die Spitze wird auf der gleichen Zeile von rechts nach links zurückgeführt. Diese Richtung nennen wir Rückwärtsrichtung. Die Spitze bildet somit zwei Mal eine identische Linie auf der Probe ab.

Bewegt man die Spitze nun im Raster über die Oberfläche, und zeichnet die Vorwärtsrichtung und die Rückwärtsrichtung auf, dann erhält man zwei gleiche Abbildungen der Oberfläche.

Die Potentialverteilung zu beiden Polaritäten der angelegten Spannung wird erhalten, indem man die Polarität am Ende jeder Zeile invertiert. Dann lässt sich dem einen Bild, das in Vorwärtsrichtung aufgezeichnet wurde, die eine Potentialverteilung zuordnen und dem Bild, das in Rückwärtsrichtung aufgezeichnet wurde, die andere Potentialverteilung. So erhält man in einer einzelnen Messung ohne Zeitverlust die Potentialverteilung auf der Oberfläche zu zwei verschiedenen Polaritäten.

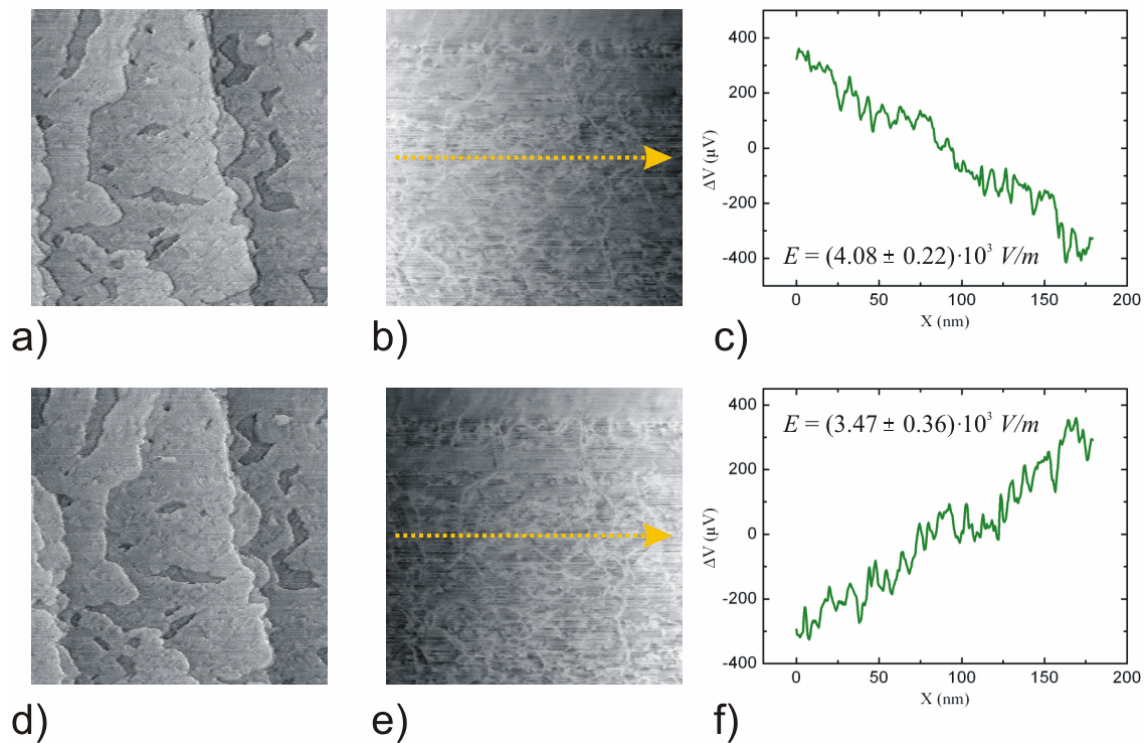


Abb. 72 Ag/Si(111)-7x7:

a) und d) Topographie ($180 \times 180 \text{ nm}^2$). Man erkennt atomare Ag-Stufen.

b) und e) Potentialverteilung bei einer angelegten Spannung von 0.75 V und einem Strom von 10 mA

c) und f) Potentialverlauf entlang der Linien in b) bzw. e)

Abb. 72 zeigt eine solche Messung, in der der komplette Datensatz während einer einzigen Messung erhalten wurde. Der abgebildete Ag-Film wurde auf einer Si(111)-7x7 rekonstruierten Oberfläche gewachsen. Die Rauigkeit des Films ist gering. Man erkennt einzelne Ag-Stufen.

An den Film wurde eine Spannung von 0.75 V angelegt und ein Querstrom von 10 mA aufgeprägt. Die geschätzte Stromdichte beträgt $j = (1.09 \pm 0.41) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$.

Der systematische Fehler von 38 % in der Stromdichte wird im Folgenden vernachlässigt.

Abb. 72 a) und b) wurden in Vorwärtsrichtung der Spitze aufgenommen. Die mittlere elektrische Feldstärke entlang der Linie in Abb. 72 b) beträgt $(4.08 \pm 0.22) \cdot 10^3 \text{ V/m}$.

Hiermit erhält man einen spez. Filmwiderstand von $\bar{\rho}_{Ag} = (38 \pm 2) \cdot 10^{-8} \Omega m$.

Abb. 72 d) und e) wurden in Rückwärtsrichtung aufgezeichnet. Die Topographie hat sich nicht geändert. Die elektrische Feldstärke hat aber umgekehrtes Vorzeichen. Die mittlere elektrische Feldstärke beträgt nun $(3.47 \pm 0.36) \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Der Filmwiderstand beträgt nun $\bar{\rho}_{Ag} = (32 \pm 3) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Die Werte weichen auch hier zu beiden Polaritäten leicht voneinander ab. Da es unwahrscheinlich ist, dass sich der spez. Widerstand des Ag-Films in einer einzigen Messung ändert, können die unterschiedlichen Feldstärken nur durch eine Änderung in der Stromdichte erklärt werden. Die Strompfade haben sich abhängig von der angelegten Polarität geändert. Man kann sagen, dass die Stromdichte nach Umpolen um $\sim 15\%$ reduziert ist.

Die mittlere elektrische Feldstärke ist in diesem epitaktischen Film durch Elektron-Phonon Streuung dominiert. Die Suche nach einem messbaren Potentialabfall an den atomaren Ag-Stufen zeigt keinen Beitrag zum elektrischen Widerstand.

Zusätzlich zum linearen Potentialverlauf erkennt man in der Potentialverteilung auf der Probe helle Linien. Diese ändern ihren Kontrast bei Potentialumkehr nicht. Es scheint sich hierbei also wieder um einen Thermospannungseffekt zu handeln. Diese zusätzlichen Potentiale treten an Versetzungslinien im Film auf, die dem Abbau von Verspannungen dienen. Dieser Typ von Signalen soll im folgenden Kapitel näher beschrieben werden.

5.1.6 Thermospannung: Ag auf Si

In unseren Experimenten hat sich gezeigt, dass bei der Untersuchung der Ag(111) Oberfläche mit der Potentiometrie auch immer die Thermospannung auftaucht. Dabei ist ihre Amplitude deutlich höher als das für die Bi(111) Oberfläche der Fall ist. Diese Potentiale können sogar so prominent werden, dass sie den linearen Potentialverlauf überdecken.

Abb. 73 zeigt einen glatten Ag Film, der auf einer Si(100)-2x1 Oberfläche gewachsen wurde. An den Film wurde eine Spannung von 0.25 V angelegt, der Querstrom beträgt 10 mA. Im Potentiometriesignal ist jedoch kein lineare

Potentialverlauf erkennbar. Es sind maßgeblich Potentiometriesignale an den Ag-Stufenkanten zu finden. Diese Signale sind nicht auf die Umkehr der Polarität sensitiv.

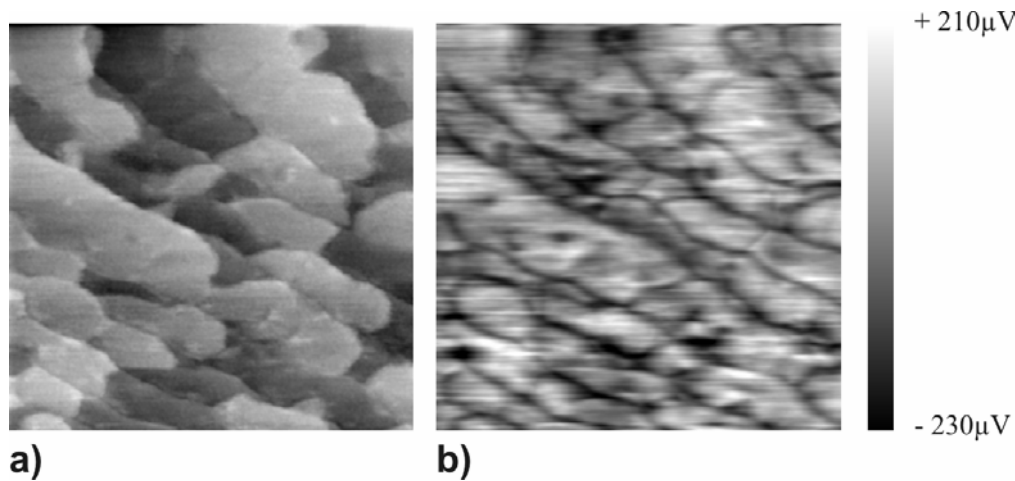


Abb. 73 Thermospannung an Stufenkanten:

a) Topographie (180x180nm²). Man erkennt glatte Ag-Terrassen.

b) Potentialverteilung auf der Oberfläche. Die Grauskala variiert zwischen -230 µV und +210 µV.

Wie auch im Falle von Bi tritt die Thermospannung bevorzugt an den Stufenkanten auf. Um eine Vorstellung von der Abhängigkeit des Kantensignals von der Temperaturdifferenz zwischen Spitze und Probe zu erhalten, wurde die Ag-Probe heruntergekühlt und die Amplitude des Ag-Stufenkantensignals ausgemessen (Abb. 74). Liegt die Amplitude bei Raumtemperatur im Mittel noch bei ~0.20 mV, so steigt sie bei 282 K bereits auf ~0.32 mV. Bei 144 K ist die Amplitude des Signals auf 1.70 mV angestiegen.

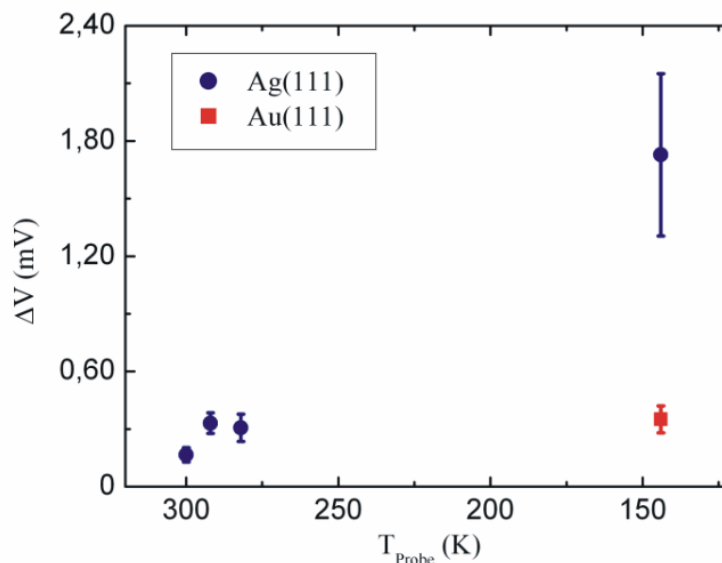


Abb. 74 Kantensignale:

Die Amplitude der Ag(111) Kantensignale wurde in Abhängigkeit von der Probentemperatur aufgezeichnet. Zum Vergleich wurde das Kantensignal einer Au(111) Oberfläche, gemessen bei 144 K mit dem gleichen experimentellen Aufbau, eingetragen.

Zum Vergleich ist die Amplitude des Stufenkantensignals einer Au(111) Oberfläche bei einer Proben temperatur von 144 K mit eingezeichnet. Das Kantensignal auf der Ag(111) Oberfläche ist bei dieser Temperatur etwa fünf Mal so groß. Die Ag-Oberfläche besitzt also ein tendenziell sehr großes Thermospannungssignal.

Diese Eigenschaft ist für die Potentiometrie nachteilig. In der Potentiometrie ist man zum Ausarbeiten der Feinstruktur im Potential an einer möglichst großen Stromdichte interessiert. Diese kann man recht elegant über die elektrische Leistung im System erhöhen. Skaliert die erzeugte Proben temperatur nun ungefähr mit der elektrischen Leistung, so führt eine Verdopplung des Stroms zu einem quadratischen Anstieg der Thermospannung. Man ist somit gezwungen, die elektrische Leistung klein zu halten.

Alternativ kann man auch versuchen, die Temperaturdifferenz zwischen Probe und Spitze zu reduzieren, indem man die Proben temperatur geeignet anpasst. Die Anpassung der Proben temperatur verhält sich aber ausgesprochen träge, so dass sich diese Vorgehensweise als sehr schwer herausgestellt hat.

5.1.7 Potentiometrie: Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion

Ein viel eleganteres System zur Untersuchung der elementaren Prozesse des elektrischen Widerstands ist mit der Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ R30° Ag Rekonstruktion gegeben. Nach (Hasegawa, 2000) besitzt die $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion eine hohe elektrische Leitfähigkeit. Diese ist entlang der Oberfläche durch einen Oberflächenzustand begünstigt, der sich in Tieftemperaturexperimenten als stehende Wellen an Stufenkanten abbilden lässt. In seiner Arbeit formuliert er die Frage nach dem Transmissionskoeffizienten der Elektronenwellenfunktion an Stufenkanten oder an Domänengrenzen.

Nach (Hasegawa, 2000) ist die Mobilität der Elektronen in der Rekonstruktion etwa 100 mal schlechter als im Festkörper, woraus sich leicht eine sehr große lokale elektrische Feldstärke erzeugen lässt. Die Rekonstruktion ist außerdem nur eine atomare Lage dünn, was das System zu einem nahezu idealen Untersuchungsobjekt für die Raster-Tunnel-Potentiometrie macht. Atomare Stufen wären somit neben Defekten in der Rekonstruktion starke lokale Streuer.

Um die Rekonstruktion zu kontaktieren muss anders vorgegangen werden als bisher. Die bisher genutzte Maskentechnik bringt nun keinen Vorteil mehr, da die Schichtdicke der Rekonstruktion zu gering ist. Zur Kontaktierung wurden deshalb zwei Au-Spitzen in einem Abstand von $\sim 305 \mu\text{m}$ zueinander über der Probenoberfläche positioniert, dies war erst durch den Einbau eines Elektronenmikroskops möglich. Anschließend wurden die Au-Kontaktspitzen vorsichtig auf die Rekonstruktion gedrückt (Abb. 75).

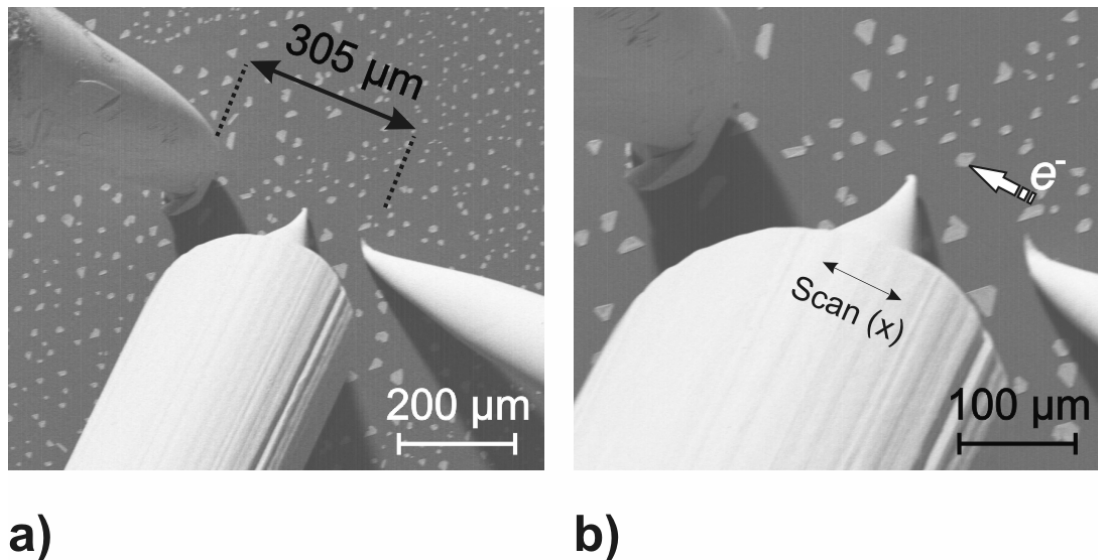


Abb. 75 Kontaktierung der Rekonstruktion:

- a)** Zwei Au-Spitzen (links u. rechts im Bild) werden in einem Abstand von $305 \mu\text{m}$ zueinander positioniert. Durch Absenken auf die Rekonstruktion wird die Rekonstruktion kontaktiert. Die Tunnelspitze (Mitte) befindet sich zwischen den Au-Spitzen.
- b)** Die Tunnelspitze wurde in der Mitte zwischen den Kontakten über der Probe positioniert. Sie misst die Potentialverteilung und die Topographie. Die Raster-Richtung der Spitze entlang der x-Richtung ist eingezeichnet.

Die rechte Au-Spitze wurde dabei auf einem Ag-Kristalliten abgesetzt. Bei der linken Spitze ist dies auf Grund ihrer Größe nicht gelungen. Anschließend wurde eine Spannung von 2.10 V an die Kontakte angelegt. Der Querstrom beträgt 0.29 mA . In Analogie zum Feld eines elektrischen Dipols kann die Stromdichte in der Mitte zwischen den beiden Kontakten abgeschätzt werden. Bei einem Abstand der Kontakte zueinander von $305 \mu\text{m}$ und einer angenommenen Filmdicke von 0.3 nm ergibt sich in der Mitte zwischen den Kontakten eine Stromdichte von $j = (0.32 \pm 0.03) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Es wurde ein systematischer Fehler für die Stromdichte von 10% angenommen. Dieser wird in der Berechnung der spez. Widerstände vernachlässigt. Zur Messung der Potentialverteilung und der Topographie wurde die Tunnelspitze in der Mitte zwischen den Kontakten auf der Probe positioniert.

Abb. 76 a) zeigt die Topographie an dieser Stelle. Die Größe des Bildes beträgt $1500 \times 450 \text{ nm}^2$. In dem Bild wurde ein Ebenenabzug durchgeführt, um die Stufung der

Probe besser sichtbar zu machen. Die Rasterrichtung wurde so gewählt, dass die beiden Kontakte sich jeweils zur linken, bzw. rechten Seite des Bildes befinden. Man erkennt eine gestufte Oberfläche, die Terrassenweite der rekonstruierten Oberfläche beträgt ~ 50 nm. In der Bildmitte ist ein Versatz zu sehen, der auf eine Änderung an der Tunnelspitze während der Messung hindeutet.

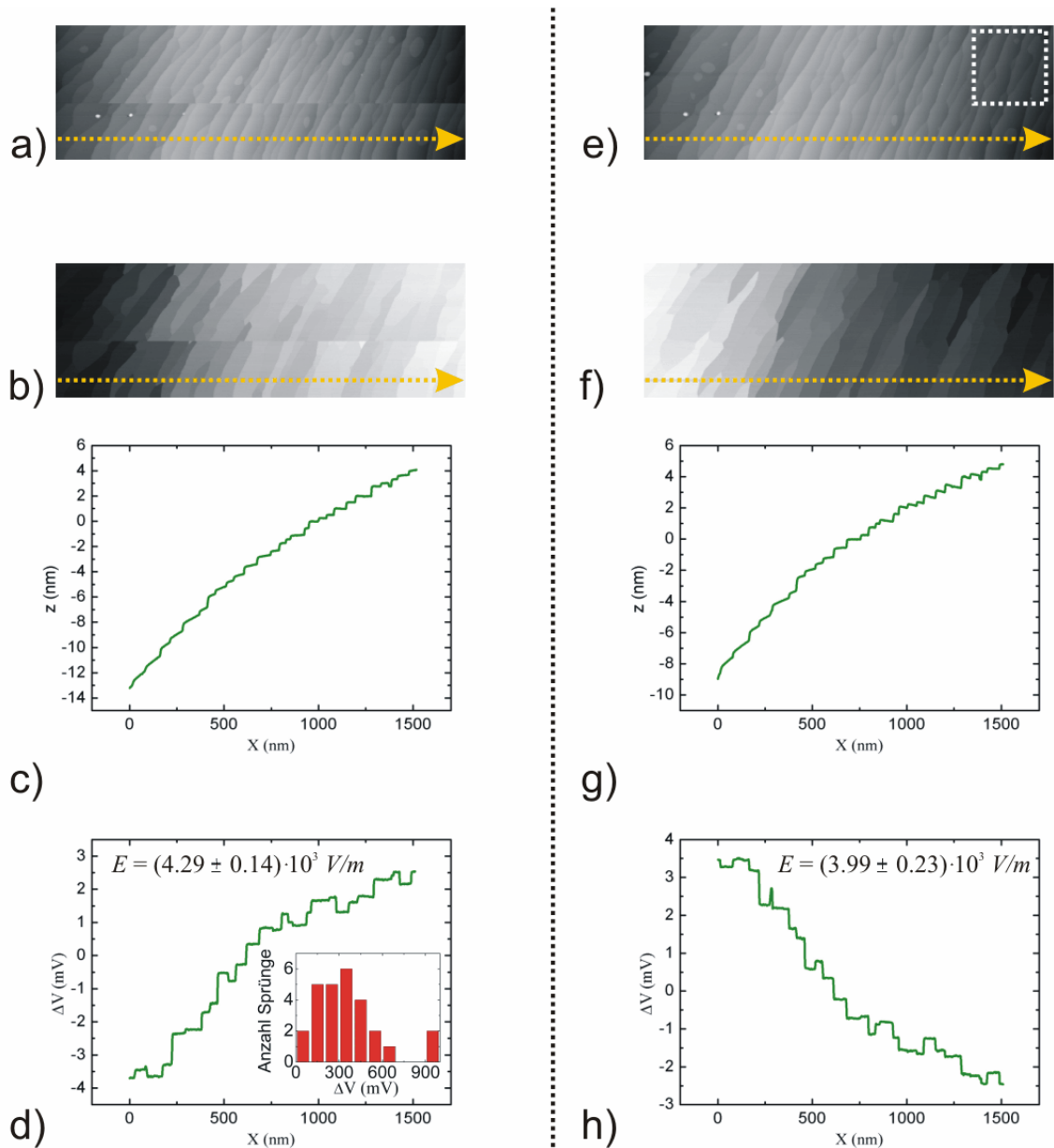


Abb. 76 atomare Stufen:

a) Topographie mit Ebenenabzug ($1500 \times 490 \text{ nm}^2$)

b) Potentialverteilung auf der Probe

c) Linienprofil über die Topographie in a) ohne Ebenenabzug.

d) Linienprofil über die Potentialverteilung in b). Das Histogramm (unten rechts) zeigt eine breite Verteilung für die Potentialsprünge an den Stufen. Der Mittelwert liegt bei $355 \pm 255 \text{ } \mu\text{V}$.

e), f), g), h) Datensatz nach Umkehr der Polarität der angelegten Spannung. Das Rechteck in e) kennzeichnet den Ausschnitt in Abb. 77.

In Abb. 76 b) ist die Potentialverteilung auf der Probe abgebildet. Man erkennt einen Dunkel-Hell Verlauf, der die mittlere elektrische Feldstärke von $(4.29 \pm 0.14) \cdot 10^3 \text{ V/m}$ wiedergibt. Auf den Abstand zwischen den beiden Kontakten bezogen, ergibt sich ein Spannungsabfall zwischen den Kontakten von $(1.31 \pm 0.04) \text{ V}$. Dies weicht von der tatsächlich angelegten Spannung ab und ist ein Hinweis darauf, dass an den Kontakten eine Spannung von $\sim 0.79 \text{ V}$ abfällt.

Es ist eigentlich nicht sinnvoll den spez. Widerstand wie bisher, unter Annahme der Stromdichte und dem gemessenen Potentialgradienten, abzuschätzen. Wir betrachten in diesem Fall keinen 3 dimensionalen Leiter mehr, sondern nur noch ein zwei dimensionales System. Um aber die bisher untersuchten Systemen mit diesem System vergleichen zu können, wird der spez. Widerstand der Oberfläche angegeben. Er liegt bei $\bar{\rho}_{\sqrt{3} \times \sqrt{3} \text{ Ag}} = (135 \pm 4) \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie einige der bisher diskutierten Systeme.

In Abb. 76 c) ist ein Linienprofil über den in a) gekennzeichneten Bereich abgebildet. Man erkennt in ihm die Neigung der Probenoberfläche. Betrachtet man die Kurve genauer, so erkennt man die Stufung der Oberfläche. Eine Stufe hat demnach eine Stufenhöhe von $\sim 0.29 \text{ nm}$. Dies entspricht ungefähr der Höhe einer Stufe in der Si(111)-Ebene von 0.31 nm . Auf der Oberfläche befinden sich neben diesen Einfach-Stufen auch Si(111)-Doppelstufen.

In Abb. 76 d) ist die mittlere elektrische Feldstärke an der gleichen Stelle abgebildet. Man erkennt deutlich ein gestuftes Profil, in dem jede $\sqrt{3} \times \sqrt{3} \text{ Ag}$ rekonstruierte Stufe ein etwas anderes Potential besitzt. Jede Stufe trägt zum Spannungsabfall bei, und somit zum elektrischen Widerstand. Die Potentialstufen haben dabei nicht alle die gleiche Amplitude. Die Potentialsprünge erhöhen nicht nur die mittlere elektrische Feldstärke, sondern erniedrigen sie auf manchen Terrassen auch wieder. Dies verhält sich aber gegen den Trend des linearen Potentialverlaufs. Eine Erklärung hierfür ist, dass die Richtung der elektrischen Feldstärke im Bild nicht genau senkrecht auf den Stufen steht, sondern in einem leichten Winkel zu diesen. Dadurch kann der Strompfad auch parallel zu den Terrassen verlaufen. Die Bereiche, die die Potentialverteilung auf der Probe unerwartet absenken sind somit Terrassen, die außerhalb des Bildausschnitts auf einem anderen Potential liegen.

Die Sprünge im Potential scheinen fast diskret. Es finden Potentialsprünge an Doppelstufen und an Einfach-Stufen statt. Das in Abb. 76 d) eingezeichnete Histogramm zeigt die Häufigkeit der vorkommenden Potentialsprünge im abgebildeten

Potentialverlauf. Die Werte schwanken zwischen 0.10 mV und 0.90 mV. Hieraus erhält man eine recht breite Verteilung für die Potentialsprünge an den Stufen. Für den spez. Stufenwiderstand ist daher nur eine grobe Abschätzung möglich:

$$\frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (11.2 \pm 7.1) \cdot 10^{-14} \Omega m^2. \text{ Mit einer angenommenen Stufendichte von 27 Stufen}$$

auf einer Strecke von 1500 nm ergibt sich allein für den Anteil der Stufen zum spez.

Filmwiderstand $\rho_{\sqrt{3 \times 3} Ag}^{Film} = \rho_{\sqrt{3 \times 3} Ag}^{Terrasse} + \rho^{Stufe}$ eine Abschätzung von

$\rho^{Stufe} = (202 \pm 128) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Dies stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit dem mittleren spez. Filmwiderstand überein, wenn man $\rho_{\sqrt{3 \times 3} Ag}^{Terrasse}$ zunächst vernachlässigt.

Wie man außerdem sieht, sind die angenommenen Fehler für den spez.

Stufenwiderstand sehr groß. Die Angabe des Anteils der Stufen zum spez.

Filmwiderstand wird auch dadurch erschwert, dass die Stromrichtung, die nicht genau senkrecht auf den Stufen steht, zu gelegentlichen Potentialerhöhungen im

Potentialverlauf führt. Dies hat Einfluss auf die Angabe der Stufenanzahl. Aus den vorliegenden Messdaten kann daher lediglich abgeschätzt werden, welchen spez.

Stufenwiderstand eine Einzelstufe besitzt.

In Abb. 76 e) ist die Topographie der Oberfläche bei umgekehrter Polarität der angelegten Spannung abgebildet. Abb. 76 f) zeigt die Potentialverteilung auf der Oberfläche mit einer invertierten elektrischen Feldstärke, man erkennt einen Hell-Dunkel Verlauf. In g) ist das Linienprofil an derselben Stelle wie in c) gezeigt. Abb. 76 h) zeigt die mittlere elektrische Feldstärke entlang der Linie in f). Sie ist um etwa 7 % gegenüber der mittleren Feldstärke bei umgekehrter Polarität reduziert. Man sieht, dass auch jeder Potentialsprung an der Stufe sein Vorzeichen ändert. Der mittlere spez. Filmwiderstand beträgt $\bar{\rho}_{\sqrt{3 \times 3} Ag} = (126 \pm 7) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Aus dem spez. Stufenwiderstand

$$\text{von } \frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (10.2 \pm 7.3) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 \text{ erhält man } \rho^{Stufe} = (183 \pm 132) \cdot 10^{-8} \Omega m. \text{ Auch dies}$$

stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen mit dem mittleren spez. Filmwiderstand überein, wenn man den Terrassenwiderstand zunächst nicht mit berücksichtigt.

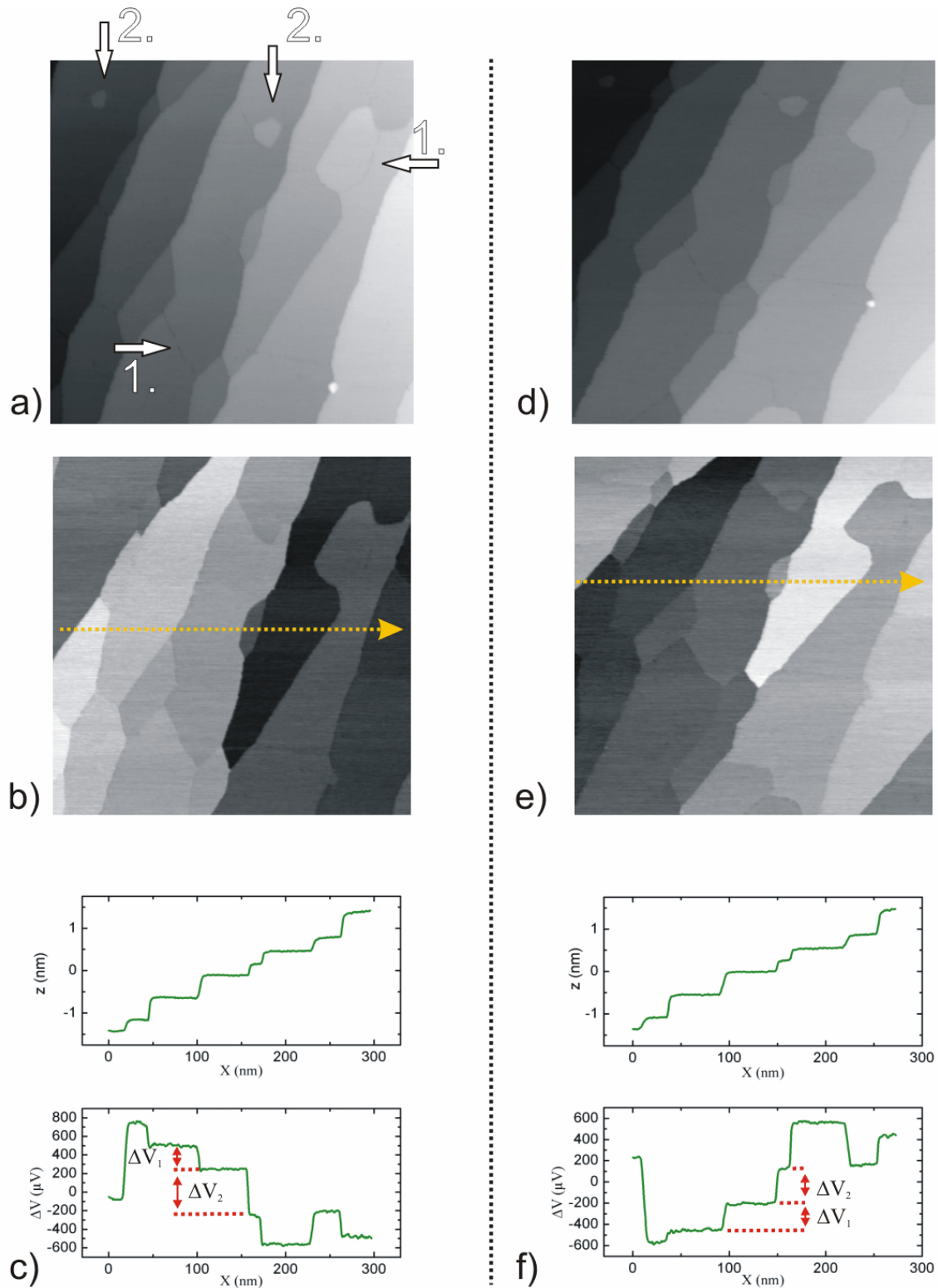


Abb. 77 Spannungsabfall an atomaren Stufen:

a) Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 76 e) ohne Ebenenabzug (300x300nm²). Die Bereiche 1. und 2. sind durch Pfeile gekennzeichnet.

b) Potentialverteilung auf der Probe.

c) Linienprofil der Topographie (oben) und der Potentialverteilung (unten), $\Delta V_1 = (239 \pm 5) \mu V$ und

$\Delta V_2 = (482 \pm 5) \mu V$.

d),e),f) Datensatz bei umgekehrter Polarität der angelegten Spannung, $\Delta V_1 = (250 \pm 5) \mu V$ und

$\Delta V_2 = (332 \pm 5) \mu V$.

Zur weiteren Diskussion dieser Ergebnisse wurde der gekennzeichnete Ausschnitt aus Abb. 76 e) in Abb. 77 a) dargestellt. In der Topographie erkennt man in etwa sechs Terrassen. Die zeitgleich gemessene Potentialverteilung auf der Probe ist in b) gezeigt. Für einen direkten Vergleich der topographischen Daten mit der Potentialverteilung sind in Abb. 77 c) die Linienprofile entlang der Topographie und der Potentialverteilung dargestellt.

Wie man sieht, ist die mittlere elektrische Feldstärke durch die Potentialsprünge an den Stufen dominiert. Auf den Terrassen ist kein lokales elektrisches Feld erkennbar. Dies mag daran liegen, dass das Signalrauschen auf den Terrassen $22 \pm 5 \mu\text{V}$ beträgt und somit über dem eigentlichen Messsignal liegt. Dies legt nahe, dass die Leitfähigkeit der Rekonstruktion auf den Terrassen außerordentlich hoch ist. Hieraus lässt sich eine obere Grenze für den spez. Widerstand auf den Terrassen angeben. Er liegt bei

$\rho_{\sqrt{3 \times 3} \text{ Ag}}^{\text{Terrasse}} < (14 \pm 3) \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$, und spielt somit zum mittleren spez. Filmwiderstand in Abb. 76 d) und h) kaum eine Rolle.

Abb. 77 d) zeigt die Topographie nach Umkehr der Polarität der angelegten Spannung. Die Potentialverteilung auf der Probe in e) zeigt umgekehrtes Vorzeichen, die lokale elektrische Feldstärke ist in f) abgebildet. Da die Bilder nicht Drift korrigiert sind, sind die Positionen der Potentialsprünge leicht verschieden. Die Spannungsabfälle an den Stufen haben ihr Vorzeichen umgekehrt. Das Signalrauschen auf den Stufen beträgt nun $16 \pm 3 \mu\text{V}$, woraus $\rho_{\sqrt{3 \times 3} \text{ Ag}}^{\text{Terrasse}} < (10 \pm 2) \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ folgt.

Bei genauerer Betrachtung der Potentialverteilung auf der Probe (Abb. 77 b, e) sieht man, dass die Potentialsprünge an den Stufen nicht die einzigen wesentlichen Beiträge zum Gesamtwiderstand liefern. In den in Abb. 77 a) mit 1. gekennzeichneten Bereichen lassen sich Domänengrenzen ausmachen. In der Potentialverteilung in b) zeigt sich bei der einen Domänengrenze ein Potentialsprung von $400 \pm 3 \mu\text{V}$. Der gemessene Potentialsprung ist in etwa so groß wie der Potentialsprung an einigen einzelnen Si-Stufen. An der anderen Domänengrenze ist hingegen keine Änderung des Potentials festzustellen. Dies wäre nicht weiter verwunderlich, wenn die Richtung der elektrischen Feldstärke ausschließlich parallel zu den Stufenkanten verlaufen würde. In diesem Fall würde die eine Domänengrenze senkrecht zur Stromrichtung und im anderen parallel zur Stromrichtung liegen. Wie bereits zuvor in der Übersicht in Abb. 76 e) und f) diskutiert, verläuft die Richtung der elektrischen Feldstärke jedoch nicht nur parallel zu den Stufen. Daher ist eine andere Erklärung für diesen Effekt wahrscheinlicher.

Nach (Nakayama; 1995) besitzt die $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion zwei verschiedene Domänengrenzentypen. Diese können durch die Fehlanpassung an der Domänengrenze unterschiedlich elektronisch gekoppelt sein. Dadurch verhalten sie sich einmal als gute Streuer für die Elektronen und einmal als weniger Gute.

In Abb. 77 a) sind in den mit 2. gekennzeichneten Bereichen einzelne Inseln zu sehen. Die Potentialverteilung an diesen Stellen ändert sich im Rahmen der Messgenauigkeit jedoch nicht. Dies legt nahe, dass der elektrische Strom fast ungehindert unter den Inseln hindurch oder um die Inseln herum fließt.

5.1.8 Diskussion

In den vorgestellten Messungen wurde die Potentialverteilung auf stromdurchflossenen Bi- und Ag-Filme, die auf Si-Oberflächen gewachsen wurden, untersucht. Die Untersuchung fand bei Raumtemperatur statt.

Bi-Filme, die kristallin und sehr eben gewachsen wurden, zeigten beim Anlegen einer externen Spannung einen linearen Potentialverlauf entlang der Probenoberfläche. Die mittlere elektrische Feldstärke konnte angegeben werden. Beim Umpolen der Polarität der angelegten Spannung ändert sich auch das Vorzeichen der gemessenen elektrischen Feldstärke. Dies lässt sich beim Umkehren der Stromrichtung nach $\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E}$ erwarten.

Die Potentialdifferenzen zu unterschiedlichen Polaritäten sind in einer Messung meist verschieden. Dies kann bei Annahme eines konstanten spez. Widerstands des Bi-Films an der untersuchten Stelle nur bedeuten, dass sich die Stromdichte an der jeweiligen Stelle beim Umpolen ändert. Diese Änderung betrug in unseren Messungen bis zu 25 %. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass es sich bei dem Metall-Film um ein Widerstandsnetzwerk handelt, deren einzelne Widerstandskomponenten nicht bekannt sind. Die Strompfade im Film verhalten sich nicht symmetrisch.

Die absolute Stromdichte konnte nur ungenau bestimmt werden. In den diskutierten Filmen konnte sie bis zu 56 % schwanken. Aus der mittleren elektrischen Feldstärke und der angenommenen Stromdichte lässt sich der mittlere spez. Widerstand des dünnen Bi-Films abschätzen. Mit den in den Messungen angenommenen systematischen Fehlern für die Stromdichte und der Feldstärke schwanken die Werte zwischen $\bar{\rho}_{Bi} = (34 \pm 20) \cdot 10^{-8} \Omega m$ und $\bar{\rho}_{Bi} = (270 \pm 160) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Durch den großen

systematischen Fehler in der Stromdichte sind nun auch die absoluten Werte für die spez. Widerstände ungenau. Die beiden angegebenen Werte sind aber sehr verschieden.

Allerdings gibt auch (Kumar, 1990) in seiner Arbeit unterschiedliche spez. Widerstände an, die aus einigen anderen Publikationen entnommen wurden. Diese Werte variieren zwischen $\bar{\rho}_{Bi} \sim 600 \cdot 10^{-8} \Omega m$ und $\bar{\rho}_{Bi} \sim 58 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Diese starken Schwankungen ergeben sich durch unterschiedliche Präparationsmodi. In der Arbeit von Rogacheva et al. wurden Bi-Filme auf Glimmer präpariert und deren Leitfähigkeit bei Raumtemperatur untersucht (Rogacheva, 2003). Diese Filme haben mit unseren Bi-Filmen vergleichbare Filmdicken und sind ebenfalls epitaktisch gewachsen. Aus ihrer Arbeit geht jedoch nicht hervor, welche Rauigkeiten die von ihnen gewachsenen Filme besitzen. Im Mittel liegen ihre Angaben für den mittleren spez. Filmwiderstand bei $\bar{\rho}_{Bi} \sim 330 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Dieser Wert ist größer als viele von uns abgeschätzte Werte.

Diese Abweichungen kann man durch Unterschiede im Filmwachstum erklären was sich mit der Potentiometrie zeigen lässt. Mit ihr hat man den großen Vorteil, den mittleren spez. Filmwiderstand in seine Einzelanteile zu zerlegen. So wurden in den Bi-Filmen die Substratstufen als Streuzentren für die Elektronen identifiziert. Dies macht die Angabe eines spez. Stufenwiderstands möglich. Unter Berücksichtigung der systematischen Fehler bei der Abschätzung der Stromdichte und der elektrischen Feldstärke schwanken die spez. Stufenwiderstände in den Bi-Filme zwischen

$$\frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (6.6 \pm 4.3) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 \text{ und } \frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (8.0 \pm 4.0) \cdot 10^{-14} \Omega m^2. \text{ Multipliziert mit}$$

der Stufendichte erhält man hieraus den Anteil am mittleren spez. Filmwiderstand, der seine Ursache in der Streuung der Elektronen an Substratstufen hat. In den untersuchten Bi-Filmen machte dieser Beitrag bis zu 76 % des Gesamtwiderstands aus.

Ebenso wurden Korngrenzen als Streuzentren ausgemacht. Die diskutierte Korngrenze bestand dabei aus zwei Bi(111)-Domänen, die gegeneinander um 30° gedreht sind. Durch die Fehlanpassung des atomaren Gitters zwischen den Domänen ergibt sich ein spez. Korngrenzenwiderstand mit Schwankungen von

$$\frac{\Delta V^{Korngrenze}}{j} = (1.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 \text{ bis } \frac{\Delta V^{Korngrenze}}{j} = (1.2 \pm 0.6) \cdot 10^{-14} \Omega m^2. \text{ Dieser gibt,}$$

multipliziert mit der Korngrenzendichte, den Anteil zum mittleren spez.

Filmwiderstand, der seine Ursache in der Streuung der Elektronen an Korngrenzen hat.

In dem diskutierten Film macht dieser Beitrag etwa 16 % vom Gesamtwiderstand aus.

Im Vergleich sieht man, dass der Widerstand einer Substratstufe tendenziell größer ist als der einer Korngrenze.

Der Anteil der epitaktischen Bereiche am mittleren spez. Filmwiderstand konnte ebenfalls bestimmt werden. Dieser ergibt sich aus Elektron-Phonon-Stößen. Der epitaktische Anteil liegt unter Annahme der systematischen Fehler zwischen $\rho^{epi.} = (35 \pm 20) \cdot 10^{-8} \Omega m$ und $\rho^{epi.} = (83 \pm 30) \cdot 10^{-8} \Omega m$. Diese Werte können als obere Abschätzung für den spez. Widerstand eines defektfreien Films bei Raumtemperatur angegeben werden.

Um die berechneten mittleren spez. Filmwiderstände mit den Werten aus anderen Publikationen vergleichen zu können, muss die Anzahl der Substratstufen, Korngrenzen etc. bekannt sein. Diese Faktoren können den mittleren spez. Filmwiderstand stark beeinflussen.

Neben den Potentialen auf der Probe, die auf die Polarität der angelegten Spannung sensitiv sind, taucht auch immer die Thermospannung auf. Diese wird durch Temperaturunterschiede zwischen Spitze und Probe erzeugt. Mit ihr lassen sich verborgene Strukturen im Film, wie etwa Versetzungslinien, Verspannungen, Stapelfehler im atomaren Gitter, Korngrenzen und überwachsene Substratstufen abbilden. Sie kann zum strukturellen Verständnis der untersuchten Filme beitragen, darf aber nicht versehentlich als Beitrag zum elektrischen Widerstand interpretiert werden.

Analog zu den Potentiometrie-Messungen auf Bi-Filmen verhalten sich auch die untersuchten Ag-Filme. Dabei sind die Filme im Schnitt schlechter gewachsen als die Bi-Filme. Wie auch im Falle von Bi lässt sich unter Annahme der Stromdichte und der mittleren elektrischen Feldstärke der mittlere spez. Widerstand der Ag-Filme abschätzen. Dabei wurde der systematische Fehler für die Stromdichte und die Feldstärke berücksichtigt. Diese Werte liegen mit $\bar{\rho}_{Ag} = (32 \pm 15) \cdot 10^{-8} \Omega m$ für sehr glatte Filme und $\bar{\rho}_{Ag} = (408 \pm 220) \cdot 10^{-8} \Omega m$ für sehr raue Filme deutlich höher als der Wert im Festkörper. Die Tendenzen dieser Werte stimmen aber recht gut mit den Ergebnissen von (Schad, 1992) überein. In dieser Arbeit wurde die Leitfähigkeit epitaktischer Ag-Filme untersucht, die auf einer Si(111)-7x7 rekonstruierten Oberfläche aufgewachsen wurden. Die Messungen wurden schichtdickenabhängig und bei Probentemperaturen von 20 K durchgeführt. In ihrer Arbeit geben Schad et al. bei

einer mit unseren Messungen vergleichbaren Bedeckung von 10 Monolagen, einen mittleren spez. Filmwiderstand von $\bar{\rho}_{Ag} \sim 10 \cdot 10^{-8} \Omega m$ an. Dieser Wert ist ebenfalls größer als der spez. Widerstand im makroskopischen Leiter. Als Ursprung für dieses Verhalten geben sie die Stöße der Elektronen mit der Oberfläche und mit Defekten im Film an. Dem zu Folge müssten auch an atomaren Stufen einer epitaktischen Ag(111)-Oberfläche Spannungsabfälle auftauchen. Diese konnten in den von uns untersuchten Proben aber nicht gefunden werden. Ein Grund hierfür kann an den großen Thermospannungssignalen auf der Ag-Oberfläche liegen. Dies kann dazu führen, dass das gesuchte Potentiometrie-Signal an den atomaren Stufen und an den Versetzungen im Film überlagert wird und so den Zugang zu diesen Streuprozessen verhindert.

In rauen und aufgerissenen Ag-Filmen hingegen ist das schlechte Wachstum für die Änderung des spez. Widerstands verantwortlich ($\bar{\rho}_{Ag} = (408 \pm 220) \cdot 10^{-8} \Omega m$). Die epitaktischen Bereiche auf den Ag-Terrassen waren nicht für den großen mittleren spez. Filmwiderstand ausschlaggebend. Der Anteil dieser Bereiche am Gesamtwiderstand beträgt zwischen $\rho^{Terrasse} = (23 \pm 20) \cdot 10^{-8} \Omega m$ und $\rho^{Terrasse} = (38 \pm 30) \cdot 10^{-8} \Omega m$.

Den größten Anteil an $\bar{\rho}_{Ag}$ erhält man aber aus Spannungsabfällen beim Übergang von einer Terrasse zur nächsten. Der Stufenwiderstand dort variiert von

$$\frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (31 \pm 15) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 \text{ bis } \frac{\Delta V^{Stufe}}{j} = (44 \pm 22) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 .$$

Er macht in den untersuchten Filmen bis zu 95 % des Gesamtwiderstands aus. Der Ursprung dieser Potentialabfälle liegt in der schlechten elektrischen Kopplung zwischen den Terrassen. Die Terrassen sind somit ein extremes Beispiel für schlecht gekoppelte Korngrenzen.

Für die beiden in dieser Arbeit diskutierten Systeme Bi/Si und Ag/Si ist es nicht ausgeschlossen, dass das Si-Substrat ebenfalls zum Stromtransport beiträgt. Der Stromfluss durch das Substrat ist aber außerordentlich gering, wie in der Arbeit von Wells et al. gezeigt wurde (Wells, 2006). In dieser Arbeit wurden temperaturabhängige Leitfähigkeitsmessungen an der Si(111)-7x7 Oberfläche durchgeführt. Zum Vergleich geben sie die Leitfähigkeit einer mit Ag-Inseln bedeckten Oberfläche an. Dabei beträgt die deponierte Gesamtmenge von Ag etwa 3 Monolagen, die mit einer Inselhöhe von fünf atomaren Lagen etwa 60% der 7x7 rekonstruierten Oberfläche bedecken. Dabei zeigt sich, dass die Leitfähigkeit der Si(111)-7x7 Oberfläche zwar temperaturabhängig ist, sie liegt aber um ungefähr 2 Größenordnungen unter der Leitfähigkeit der metallisierten Oberfläche. Da in unseren Experimenten die Filmqualität deutlich besser

ist, als dies in der Arbeit von (Wells, 2006) der Fall war, kann man davon ausgehen, dass der Strom durch das Si-Substrat zu vernachlässigen ist.

Als Modellsystem für einen nahezu idealen Leiter kann die Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ R30° Ag rekonstruierte Oberfläche angesehen werden. Diese hat eine Dicke von einer atomaren Lage und die Defektdichte in der Rekonstruktion ist gering. Die Leitfähigkeit der rekonstruierten Terrassen ist sehr hoch. Eine obere Grenze für den spez. Widerstand der Rekonstruktion bei Raumtemperatur ist mit $\rho_{\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{ Ag}}^{\text{Terrasse}} < (14 \pm 5) \cdot 10^{-8} \Omega m$ gegeben. Darin sind die systematischen Fehler in der Stromdichte und der lokalen Feldstärke enthalten. Die mittlere elektrische Feldstärke auf der rekonstruierten Probenoberfläche ist jedoch von Potentialsprüngen an den atomaren Si-Stufen dominiert. Der elektrische Widerstand ist also durch Streuung der Elektronen an den atomaren Substrat-Stufen bestimmt.

Die Potentialsprünge an den Stufen sind senkrecht und zeigen keine messbare Feinstruktur. Doppelstufen haben dabei einen höheren Beitrag zur mittleren elektrischen Feldstärke als Einfach-Stufen. In der Arbeit von (Hasegawa, 2000) wird für den Übergang der Elektronen von einer Stufe zur nächsten ein Tunnelprozess postuliert. Eine Doppelstufe müsste somit einen viel höheren Potentialsprung wie eine Einfach-Stufe besitzen. Dies konnte in unseren Messungen aber nicht beobachtet werden. Es ist daher wahrscheinlicher, dass der Stromtransport an der Stufe über eine kurze Strecke durch das Si-Substrat erfolgt. Das Si-Substrat würde dann einem größeren elektrischen Widerstand entsprechen, und einen Potentialabfall an der Stufe erzeugen. Der spez. Stufenwiderstand konnte mit einem großen Fehler ermittelt werden. Er beträgt zwischen

$$\frac{\Delta V^{\text{Stufe}}}{j} = (10.2 \pm 8.3) \cdot 10^{-14} \Omega m^2 \text{ und } \frac{\Delta V^{\text{Stufe}}}{j} = (11.2 \pm 8.2) \cdot 10^{-14} \Omega m^2. \text{ Diese Werte sind}$$

vergleichbar mit den spez. Stufenwiderständen der überwachsenen Substratstufen in den zuvor diskutierten Bi-Filmen. Es wäre somit möglich, dass auch im Falle der überwachsenen Substratstufen, der Stromtransport von einer Bi-Terrasse zur Nächsten über das Substrat erfolgt.

Neben den Potentialsprüngen an den Stufen, treten noch Potentialsprünge an Domänengrenzen auf. Es gibt allerdings auch Domänengrenzen, an denen kein Potentialsprung stattfindet. Eine Erklärung hierfür kann dadurch gegeben werden, dass auf der Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ R30° Ag rekonstruierte Oberfläche zwei verschiedenen Typen von Domänengrenzen existieren (Nakayama; 1995). Wie zuvor für die Potentialsprünge an

unterschiedlich orientierten Bi(111) Domänen auf der Si(100)-2x1 Oberfläche vorgeschlagen, kann dies an einer schlechteren elektronischen Kopplung zwischen den unterschiedlichen $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ Domänen liegen.

Um mögliche Fehlerquellen für die Potentiometrie-Messungen auf der Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ R30° Ag rekonstruierte Oberfläche auszuschließen, wurde zunächst überprüft, ob die beschriebene Kontaktierung der Rekonstruktion die Messergebnisse qualitativ beeinflusst.

Hierzu wurden die Kontaktspitzen in weiteren Messreihen nur auf den Ag-Kristalliten abgesetzt. Diese Kristallite ermöglichen eine besser definierte elektronische Ankopplung der Spitzen an die Rekonstruktion. Es zeigte sich, dass diese Vorgehensweise keine qualitative Änderung der Potentialverteilung auf der Oberfläche herbeiführte.

Um den Stromtransport durch das Si-Substrat zu minimieren, wurden die Experimente zusätzlich bei Substrat-Temperaturen von 130 K durchgeführt. In diesen Experimenten konnte der Oberflächenzustand der $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag Rekonstruktion abgebildet werden. Er zeigte sich in der Potentiometrie als stehende Welle an den Stufenkanten oder an den Domänengrenzen (Abb. 78). Zwar erhöhte sich in dieser Messung der Gesamt Widerstand zwischen den Kontaktspitzen, der qualitative Verlauf der Potentialverteilung auf der Probe änderte sich hierdurch aber nicht.

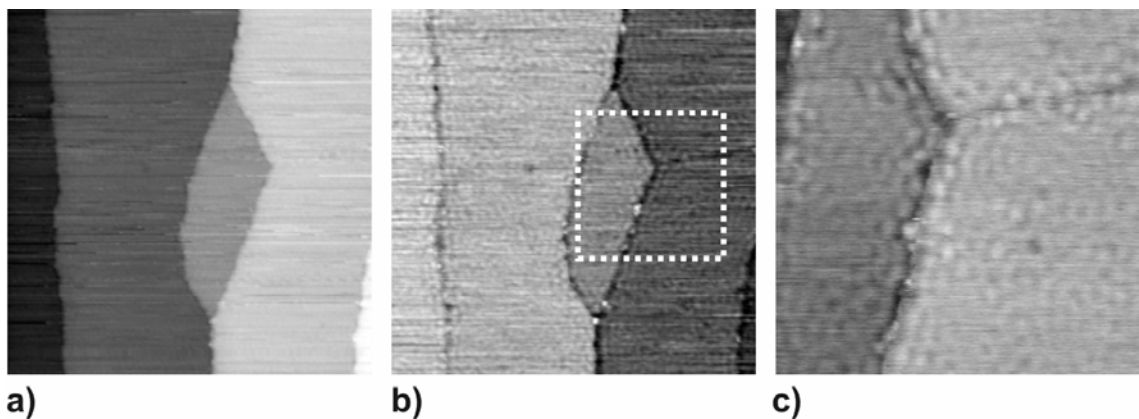


Abb. 78 Potentiometrie auf der $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag Rekonstruktion bei tiefen Probertemperaturen.

a) Topographie der rekonstruierten Terrassen (155x155nm², T_{probe}=131 K).

b) Potentialverteilung auf der Probe. Der lineare Potentialverlauf hat einen Hell-Dunkel Verlauf. Jede Terrasse liegt auf einem anderen Potential (155x155nm², T_{probe}=131 K).

c) Vergrößerter Ausschnitt aus b). Die angelegte Spannung wurde umgepolt, die elektrische Feldstärke hat ihr Vorzeichen geändert. Man erkennt stehende Wellen an den Stufenkanten. Im Bild ist eine Domänengrenze zu sehen. An ihr findet kein Potentialsprung statt (70x70nm², T_{probe}=131 K).

Die $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag Rekonstruktion kann als nahezu ideales Testsystem für den von Landauer postulierten Widerstands-Dipol angesehen werden. Dieser soll dann auftreten, wenn Elektronen an einem lokalisierten Defekt streuen (Landauer, 1957, 1988). Um diesen Widerstandsdipol zu finden, müssen noch zusätzliche Messungen an diesem System durchgeführt werden. So sollte man die Rekonstruktion atomar auflösen und den Potentialverlauf auf der Oberfläche an einem lokalisierten Defekt in der Rekonstruktion untersuchen.

5.2 BEEM

5.2.1 Film Strukturierung

Bi wurde mit einer Schichtdicke von 3-5 nm auf einer Si(100)-2x1 rekonstruierten Oberfläche abgeschieden. Es wurde eine Schattenmaskentechnik verwendet (Kap. 3.2.3), um die gewachsenen Filme geeignet zu strukturieren. Mit Blick auf BEEM wurde eine Maske verwendet, die zugleich mehrere Schottky-Dioden auf ein und demselben Substrat aufbringen kann.

Weiterhin ist es günstig, die Schottky-Dioden lateral so klein wie möglich zu dimensionieren, da die Ausfallrate der Schottky-Dioden mit ihrer Fläche ansteigt. Dies liegt daran, dass sich bei zu großflächigen Metallfilmen die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass Kratzer auf der Substratoberfläche oder Staubkörner mit dem Metall überwachsen werden. Diese führen dann zu einem hohen Leckstrom der Diode, was ihren Ausfall zur Folge hätte. Mit der in Abb. 79 a) gezeigten Maske werden 12 gleichgroße Metallstreifen auf dem Si-Substrat aufgebracht.

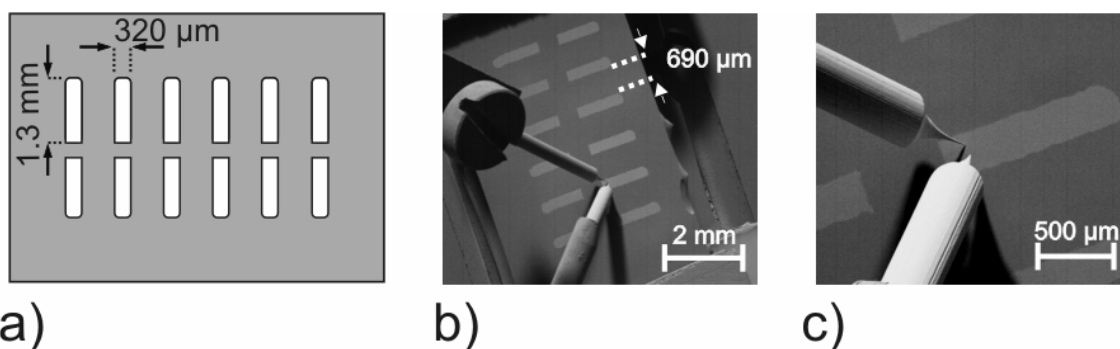


Abb. 79 Schattenmaske für BEEM:

a) Weiß: Ausgeschnittener Bereich der Blende, **Grau:** Schattenwurf der Blende. Die rechteckigen Löcher haben eine Größe von $1300 \times 320 \mu\text{m}^2$. Es befinden sich 12 Löcher in einer Blende.

b) REM-Bild des aufgetragenen Metallfilms. Es wurden 12 einzelne Metallstreifen aufgebracht. Zwei Spitzen sind über der Probe positioniert.

c) Vergrößerter Ausschnitt aus b). Eine der beiden Spitzen (links oben) kontaktiert den Metallfilm. Eine zweite Spitze (unten) misst die Topographie und injiziert die ballistischen Elektronen.

Nach Aufbringen des strukturierten Metallfilms wurde die Probe ins Nanoprobe RTM transferiert und dort auf eine Probentemperatur von 130 K heruntergekühlt. Anschließend wurde eine Spitze dazu verwendet, um den Metallstreifen zu kontaktieren (Abb. 79 b, c). Eine zweite Spitze wurde in den Tunnelabstand gebracht. Diese rastert über die Oberfläche, bildet die Topographie ab und injiziert die Elektronen, die im BEEM nachgewiesen werden. Der Abstand zwischen den beiden Spitzen beträgt in

Abb. 79 c) etwa 70 μm . Diese Distanz muss aber nicht so klein sein; Sie bewährt sich aber, wenn der Film aufgerissen und nicht kontinuierlich miteinander verbunden ist. Die BEEM Experimente müssen bei Abdunklung der Probe erfolgen, da die Schottky-Diode auf Photonen sensitiv ist.

5.2.2 BEEM: C_{60} auf Bi/Si

Matena und Bobisch et al. haben dünne Ag- und Bi- Metallfilme mit der ballistischen Elektronen Emissions Mikroskopie im Detail untersucht (Matena, 2005, Bobisch, 2007). In den hier vorgestellten Experimenten soll jedoch nicht der ballistische Transport durch den Metallfilm und dem Interface untersucht werden, sondern der ballistische Transport durch einzelne Moleküle auf dem Metallfilm.

Hierzu bringt man auf die Bi Oberfläche nachträglich Adsorbate auf, wodurch auf der Oberfläche zusätzliche Streuer erzeugt werden, die die ballistischen Elektronen beeinflussen können. Als ein solches Adsorbat wurde zunächst das Fulleren C_{60} verwendet (Abb. 80). Das C_{60} Molekül besteht aus 60 Kohlenstoffatomen (Kroto, 1985). Es setzt sich aus 12 Pentagons und 20 Hexagons zusammen. Es hat einen Durchmesser von $\sim 0.7 \text{ nm}$. Die Gesamtmenge des auf der Probenoberfläche deponierten C_{60} entspricht ungefähr einer halben Monolage.

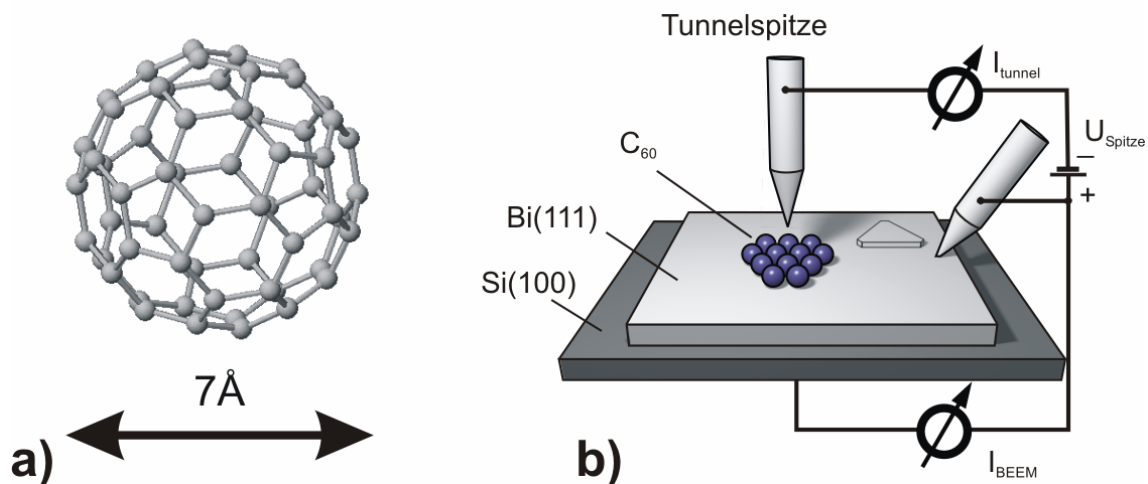


Abb. 80 BEEM an C_{60} :

a) Das Fulleren C_{60} besteht aus 60 Kohlenstoffatomen. Es setzt sich aus 12 Pentagons und 20 Hexagons zusammen.

b) Experimenteller Aufbau. Die Moleküle werden auf die Bi-Oberfläche aufgebracht. Die ballistischen Elektronen werden in die Moleküle injiziert. Der BEEM Strom wird am Halbleiter gemessen.

In Abb. 81 a) ist die Topographie der Probe abgebildet. Man erkennt einen sehr glatten Bi-Film. Auf ihm sind einzelne dreieckige Bi-Inseln zu sehen, die sich aus einer Bi-Doppellage zusammensetzen. Man erkennt auch einige dreieckige Löcher mit einer Tiefe von einer Bi-Doppellage. Auf dem Bi-Film sind C_{60} Inseln gewachsen. Diese Inseln haben ebenfalls eine dreieckige Form. Die C_{60} Inseln sind eine Moleküllage hoch. Der verwendete Tunnelstrom von 40 pA wurde als Kompromiss zwischen einem vernünftig messbarem BEEM Signal und dem Schwellwert, bei denen die Moleküle durch den Tunnelstrom zerstört werden, gewählt.

Im BEEM Signal sieht man den Anteil der ballistischen Elektronen zum Gesamtstrom. Die an die Spitze angelegte Tunnelspannung beträgt -1.3 V. Dieser Wert ist höher als die Schottky-Barriere, sodass sich ein messbarer BEEM-Strom ergibt.

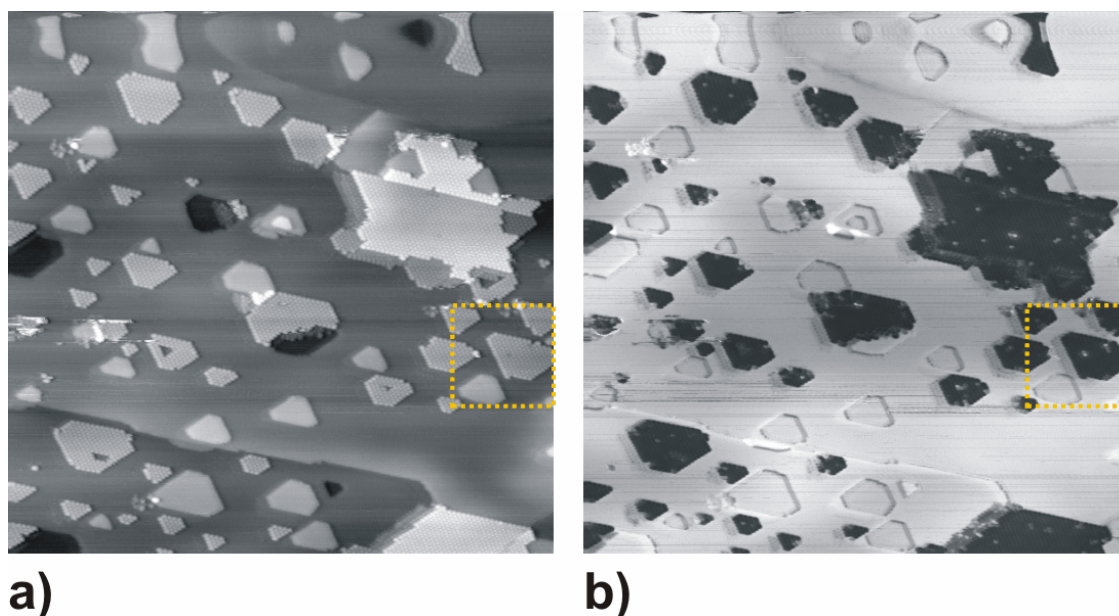


Abb. 81 Topographie und BEEM Strom für C_{60} auf Bi(111):
a) Topographie ($100 \times 100 \text{ nm}^2$). Die Bi-Oberfläche ist sehr glatt. Sie ist etwa zu 1/3 mit C_{60} bedeckt. Diese ordnen sich in einer hexagonalen Einheitszelle an. Eine Tunnelspannung von -1.3 V wurde an die Spitze angelegt.
b) Zeitgleich gemessener BEEM Strom. Die freie Bi-Oberfläche hat eine homogene Transmission (helle Bereiche). Die C_{60} Inseln schwächen den BEEM Strom ab (dunkle Bereiche)

Im BEEM Strom (Abb. 81 b) sieht man in den hellen Bereichen, die nicht mit Molekülen bedeckt sind, eine nahezu konstantes BEEM Signal. Der BEEM Strom beträgt hierbei etwa 7% des gesamten Tunnelstroms. Der Durchsatz an ballistischen Elektronen ist im Vergleich zu den BEEM Experimenten von (Bell & Kaiser, 1988a) und von (von Känel, 1994) recht hoch. Wie in der Arbeit von (Bobisch, 2007) gezeigt, lässt sich dies mit dem guten Überlapp der Bi Bandstruktur nahe dem Γ – Punkt mit der in die (100) Ebene projizierten Si-Bandstruktur erklären.

Die mit Molekülen bedeckten Bereiche reduzieren den BEEM Strom um einen Faktor 8 (dunkel in Abb. 81 b). Es ist dabei auffällig, dass der BEEM Strom nicht von jedem C_{60} Molekül um diesen Faktor abgeschwächt wird. Es existieren einige irreguläre C_{60} Moleküle, die einen deutlich höheren BEEM Strom zeigen.

Um die in diesem System gefundenen Effekte genauer zu diskutieren, soll der markierte Bereich in Abb. 81 nun in Abb. 82 genauer betrachtet werden.

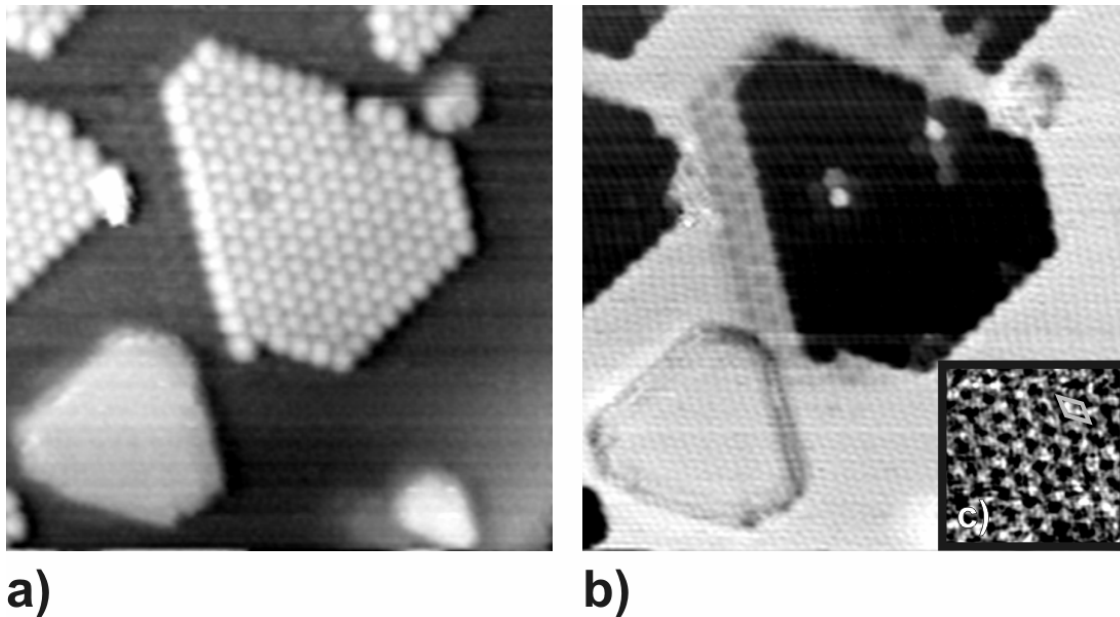


Abb. 82 Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 81:
a) Topographie ($30 \times 30 \text{ nm}^2$). C_{60} Insel (Mitte) und Bi-Insel (unten links). Man erhält molekulare Auflösung. Es wurde eine Spannung von -1.3 V an die Spitze angelegt. Der Tunnelstrom beträgt 40 pA .
b) Der BEEM Strom auf der Bi-Fläche (hell) beträgt 4 pA , die C_{60} Moleküle reduzieren den BEEM Strom auf 0.2 pA (dunkle Bereiche).
c) BEEM Strom unterhalb der C_{60} Insel. Der Inset zeigt die hexagonale Anordnung der Bi-Atome. Die Bildgröße beträgt $3 \times 3 \text{ nm}^2$

In der Topographie in Abb. 82 a) sieht man mehrere C_{60} Inseln. Man kann die einzelnen Moleküle gut als runde Kugeln erkennen. In der linken Bildhälfte befindet sich eine einzelne Bi-Insel. Die Kanten der Bi- und der C_{60} - Insel sind zur linken Seite hin etwas verwaschen. Dies liegt daran, dass eine Doppelspitze vorhanden ist. Ihre Auswirkung auf die Messergebnisse ist jedoch gering und die hier vorgestellten Ergebnisse können nicht durch Spitzenartefakte erklärt werden.

Im BEEM Strom in Abb. 82 b) zeigt die unbedeckte Bi Fläche eine gleichmäßige Transmission (hell). Es soll zunächst auf die Struktur eingegangen werden, die auf der unbedeckten Bi-Fläche sichtbar ist. Wie der Inset in Abb. 82 b) zeigt, handelt es sich um die hexagonale Anordnung der Bi-Atome, die im BEEM sichtbar werden. Diese sind in der Topographie nicht erkennbar. Diese atomare Auflösung ist verwunderlich,

da mit BEEM eigentlich die Elektronen nachgewiesen werden, die den Bi-Film bereits ballistisch durchquert haben und in den Halbleiter eingedrungen sind. BEEM ist daher auf die Injektion der Elektronen in die Oberfläche und auf die Schottky-Barriere am Interface sensitiv.

Die Lage der Atome in der Oberfläche lässt sich nun zur Strukturanalyse verwenden. Die Fouriertransformation des BEEM Stroms liefert die Periodizität des Bi(111) Gitters (Abb. 83 a). Da die Korrugation der Moleküle im BEEM Strom gering ist, kann ihre Periodizität nicht aus dem BEEM Strom ermittelt werden. Die Fouriertransformation der Topographie gibt hingegen nur die Periodizität in den C_{60} Inseln wieder (Abb. 83 b), da die Atome in der Topographie nicht abgebildet werden konnten.

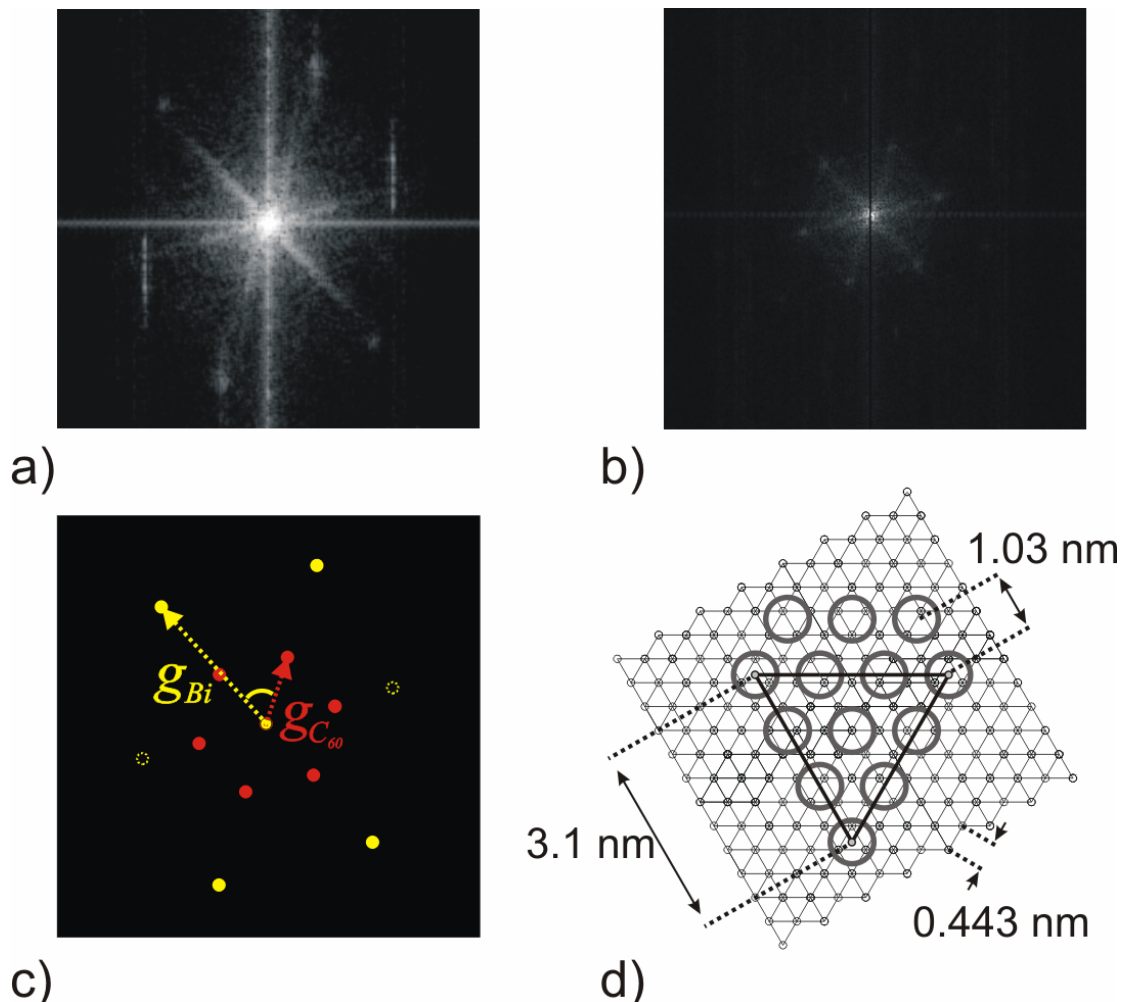


Abb. 83 Fouriertransformation:

- a) BEEM Stroms nach Fouriertransformation. Es ist eine hexagonale Einheitszelle erkennbar.
- b) Topographie nach Fouriertransformation. Ein Hexagon mit kürzeren reziproken Gittervektoren geben die im Realraum größere C_{60} Einheitszelle wieder.
- c) Überlagerung beider Fouriertransformationen. Die Verhältnisse der Gittervektoren lassen sich auswerten. Die Bi-Reflexe am linken und rechten Bildrand wurden nicht zur Auswertung verwendet.
- d) Vorgeschlagenes Modell für die 3x3 Überstruktur. Die C_{60} ordnen sich zwischen den Bi-Dreiecke an (hollow-site) und sind dort stärker gebunden.

Die Topographie als auch der BEEM Strom wurden simultan aufgezeichnet. Hierdurch lassen sich beide Fouriertransformationen problemlos überlagern (Abb. 83 c); In dieser Abbildung wurden die Positionen der Maxima hervorgehoben. Es ergibt sich, dass die C_{60} Inseln kommensurabel auf der Bi(111)-Oberfläche aufwachsen. Wertet man die Längen der reziproken Gittervektoren in Abb. 83 c) aus, dann stellt man fest, dass die Länge des reziproken C_{60} Gittervektors $g_{C_{60}}$ um 42.46 % kleiner ist als der reziproke Gittervektor der Bi(111) Oberfläche g_{Bi} . Aus Kap. 4.2.2 ist die Größe der Bi(111) Einheitszelle bekannt. Ihre Seitenlänge beträgt 0.443 nm. Daraus ergibt sich die Länge der einen Seite der hexagonalen C_{60} Einheitszelle zu 1.04 nm. In Anlehnung zur gefundenen 2x2 Überstruktur von C_{60} auf Au(111) von (Rogero, 2002) kann man in unserem Fall eine 3x3 Überstruktur vorschlagen. In ihr sind die C_{60} Inseln an den atomaren Bi-Reihen ausgerichtet. Die Dimension der 3x3 Einheitszelle – ihre Seitenlänge beträgt 3.1 nm – ist nahe dem Abstand von 7 Bi-Atomen ($7 \times 0.443 \text{ nm} = 3.101 \text{ nm}$). Die gefundene Struktur kann dann in einer Matrixschreibweise mit

$$\begin{pmatrix} \vec{a}_{C_{60}} \\ \vec{b}_{C_{60}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 7/3 & 0 \\ 0 & 7/3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{a}_{Bi} \\ \vec{b}_{Bi} \end{pmatrix}$$

beschrieben werden. Dabei bezeichnen $\vec{a}_{C_{60}}, \vec{b}_{C_{60}}$ die Gittervektoren der C_{60} Einheitszelle und $\vec{a}_{Bi}, \vec{b}_{Bi}$ die Bi-Einheitsvektoren.

Die absolute Lage der Moleküle auf den Bi-Atomen kann nicht angegeben werden. In Abb. 83 d) ist daher ein Modell vorgeschlagen. Hierbei sitzt jedes dritte C_{60} Molekül entlang der Bi-Reihen in der Mitte von einem Bi-Dreieck (hollow-site). Dort ist das C_{60} Molekül gepinnt und stärker gebunden. Es kann allerdings auch sein, dass die Moleküle, wie in der Arbeit von (Altmann, 1993) zum Wachstum von C_{60} auf Au(111) und Ag(111) vorgeschlagen, über den jeweiligen Au-, bzw Ag-Atomen adsorbieren (on-top).

Um nun zurück zum BEEM Strom zu kommen und um mehr über das Verhältnis des BEEM Strom auf der freien Bi-Fläche und den Molekülen zu erfahren, wurde der BEEM Strom als Funktion der Elektronen Energie aufgezeichnet (BEES). In Abb. 84 sind die jeweiligen BEES Spektren dargestellt.

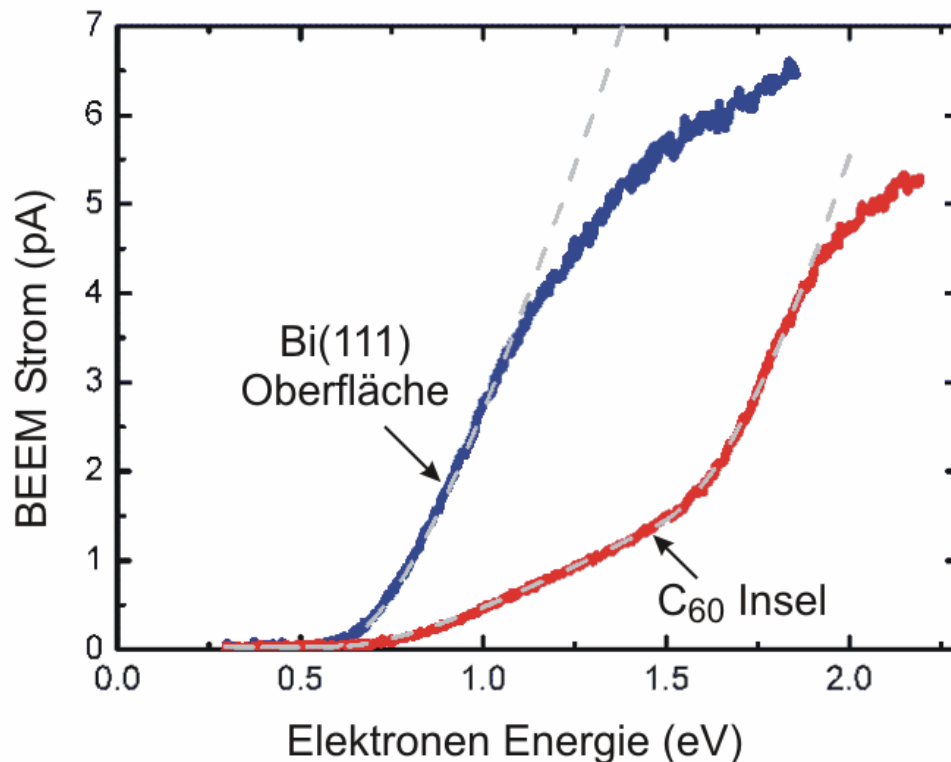


Abb. 84 BEES an Bi(111) und C₆₀:

Die obere Kurve gibt den BEEM Strom auf der unbedeckten Bi Oberfläche wieder. Die untere Kurve wurde auf einer C₆₀ Insel gemessen. Jede Kurve wurde durch Mittelung von 20 Einzelkurven erhalten. Mit eingezeichnet sind die numerischen Kurvenanpassungen.

Die obere Kurve kann mit der in den Grundlagen motivierten Glg. (2.3.2) angepasst werden. Die Höhe der Schottky-Barriere ergibt sich dann zu 0.58 eV. Die numerische Kurvenanpassung gelingt dabei so gut, dass sie bis zu einer Elektronenenergie von 1.1 eV kaum von den Messdaten unterschieden werden kann. Ab einer Energie von 1.1 eV treten Sättigungseffekte auf, die nicht mit Glg. (2.3.2) beschrieben werden.

Betrachtet man das BEES Spektrum auf der C₆₀ Insel, so erkennt man, dass der BEEM Strom durch die Moleküle eine komplexere Abhängigkeit von der Elektronenenergie besitzt. Ab einer Energie von ~1.5 eV beginnt der BEEM Strom relativ stark anzusteigen. Es öffnet sich offenbar ein zusätzlicher Kanal für die ballistischen Elektronen. Nimmt man zur Kurvenanpassung eine zweite Energiebarriere an, dann kann man auch diese Kurve recht gut wiedergeben. Die Zweite Energiebarriere liegt in diesem Fall bei 1.48 eV. Die Anpassung gelingt hier bis zu einer Energie von 1.8 eV bis wieder Sättigungseffekte auftreten.

Das Vorhandensein einer zweiten Energiebarriere passt recht gut zu Ergebnissen von (Yamachika, 2004). In ihrer Arbeit wurden einzelne C₆₀ Moleküle auf einer Ag(001) orientierten Oberfläche mit der Tunnelspektroskopie untersucht. Dabei fanden sie

heraus, dass es zwei unbesetzte molekulare Zustände gibt, wobei der eine bei 0.5 eV liegt (LUMO) und der nächst höhere unbesetzte Zustand (LUMO + 1) bei 1.6 eV. Es ließ sich anschließend zeigen, dass die Position des LUMO + 1 Zustands durch den Zusatz von einzelnen Alkali-Atomen energetisch zu niedrigeren Energien hin geschoben werden kann. Da in unseren Experimenten die Position des LUMO unterhalb der Energieschwelle liegt, wird nur der zweite Zustand zum ballistischen Transport beitragen. In unserem Fall würde das bedeuten, dass sich durch Erreichen des LUMO + 1 Zustands ein weiterer energetischer Kanal für die ballistischen Elektronen öffnet.

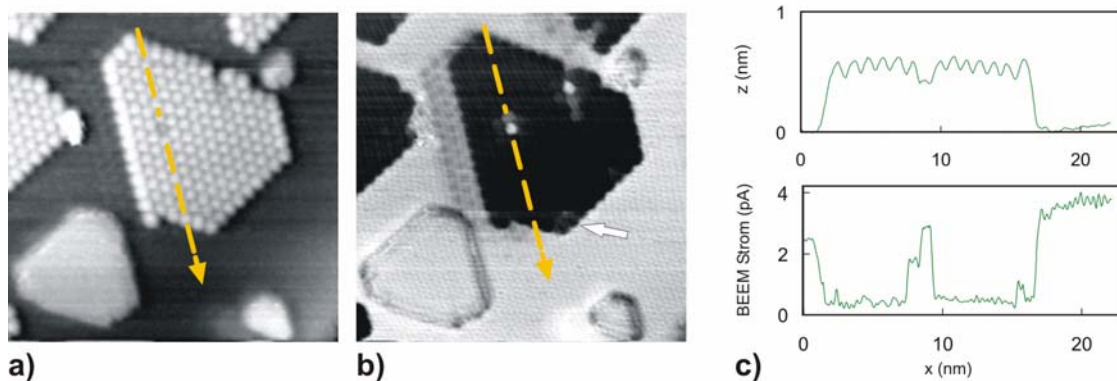


Abb. 85 Irreguläres C₆₀ :

a) Topographie (30x30 nm²). Die irregulären C₆₀ in der Inselmitte und am oberen Inselrand sind in der Topographie abgesenkt.

b) BEEM. Die in der Topographie abgesenkten C₆₀ besitzen einen hohen BEEM Strom. Am unteren Inselrand (mit Pfeil gekennzeichnet) sind zwei weitere irreguläre C₆₀ mit kleinerem BEEM Strom zu sehen. Diese unterschieden sich in der Topographie nicht von ihren Nachbarn.

c) Linienprofil über die Topographie und BEEM in a) und b). Das irreguläre C₆₀ hat nahezu die gleiche Transmittivität für die ballistischen Elektronen wie die freie Bi-Fläche.

Es soll nun auf das irreguläre C₆₀ Molekül in der gezeigten C₆₀ Inseln eingegangen werden. Wie man sehen kann, hat dieses Molekül, das in der Topographie tiefer zu liegen scheint, einen deutlich höheren BEEM Strom. Dieser Effekt ist nicht nur auf dieses C₆₀ begrenzt, sondern dehnt sich auch auf die benachbarten Moleküle aus. Auswertung des BEEM Stroms des irregulären C₆₀ zeigt, dass der BEEM Strom dort genauso hoch ist wie der auf der unbedeckten Bi Oberfläche. Dies gilt auch für verschiedene Elektronenergien.

Eine mögliche Erklärung des zugrunde liegenden Effekts wäre, dass die Kopplung zum Substrat für dieses C₆₀ anders ist, als dies für die regulären C₆₀ der Fall ist. Wie in der Arbeit von (Burke, 2005) vorgeschlagen, kann ein in der Topographie tiefer liegendes Molekül dadurch erklärt werden, dass das Molekül anstelle auf ein Pentagon zu sitzen nun auf einem Hexagon (oder umgekehrt) adsorbiert ist. Dieser Erklärung widersprechen aber unsere Messergebnisse, da die helle Eigenschaft des irregulären

C_{60} gelegentlich zu einem benachbarten C_{60} springt. Dabei springt sie aber immer nur zwischen denselben C_{60} hin und her (Abb. 86).

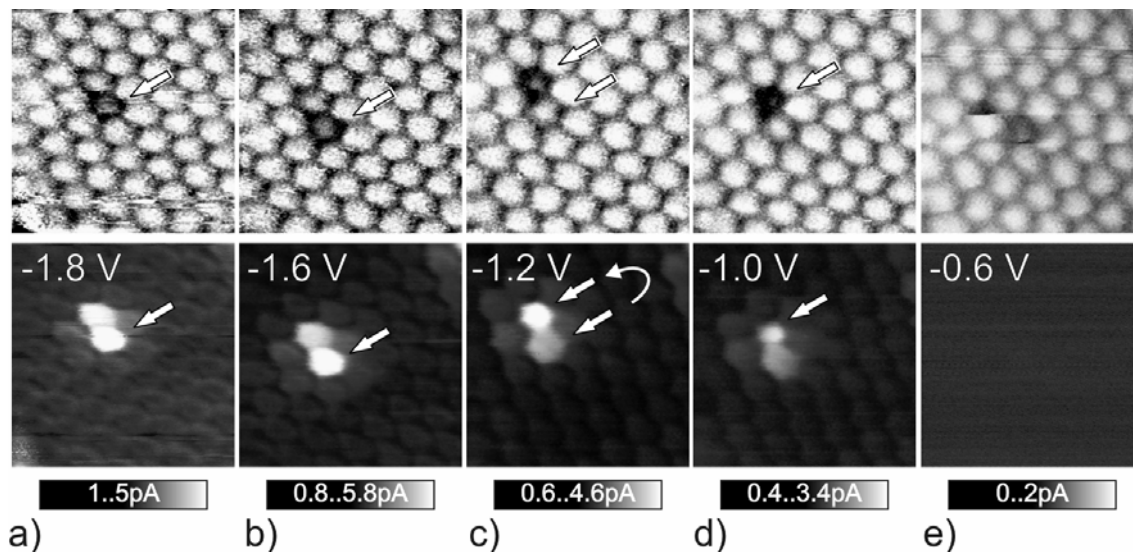


Abb. 86 Sprung der irregulären Eigenschaft:
Die Bilder sind nicht Drift korrigiert, ($5.5 \times 5.5 \text{ nm}^2$). In der Spannungsreihe springt die irreguläre Eigenschaft bei -1.2 V von einem Molekül zum Nächsten. Bei einer Elektronenenergie von 0.6 eV verschwindet der BEEM Kontrast (Schottky-Barriere bei $\sim 0.58 \text{ eV}$).

Da es sehr unwahrscheinlich ist, dass die Moleküle ihre Plätze in der Insel tauschen, kann die gefundene Eigenschaft keine spez. Eigenschaft des Moleküls sein. Vielmehr lässt sich dieses Verhalten durch eine Verunreinigung bei dem C_{60} Molekül erklären. Bei einer solchen Verunreinigung könnte es sich z.B. um ein Alkali-Atom handeln, wie von (Yamachika, 2004) im Falle von Kalium auf C_{60} diskutiert wurde. Ein Alkali-Atom würde das C_{60} dotieren und könnte auch zu einem benachbarten C_{60} springen. Der Einfluss dieser lokalisierten Ladung würde sich dann auch auf die benachbarten C_{60} ausdehnen. Außerdem ist bekannt, dass diese Dotierung zu einer Verschiebung der elektronischen Zustände im Molekül führen kann, was wiederum zu einer verbesserten Kopplung zu den Substratzuständen führen würde (Rogero, 2002; Ono, 2007). Dadurch wäre die Streuung der injizierten Elektronen reduziert und der BEEM Strom würde ansteigen.

Im BEEM Strom wird ein weiterer Effekt erkennbar, wenn man die Elektronenenergie über 1.5 eV erhöht. Abb. 87 a) und b) zeigt die Topographie und den BEEM Strom des irregulären C_{60} und seiner regulären Nachbarn zu einer Elektronenenergie von 1.3 eV.

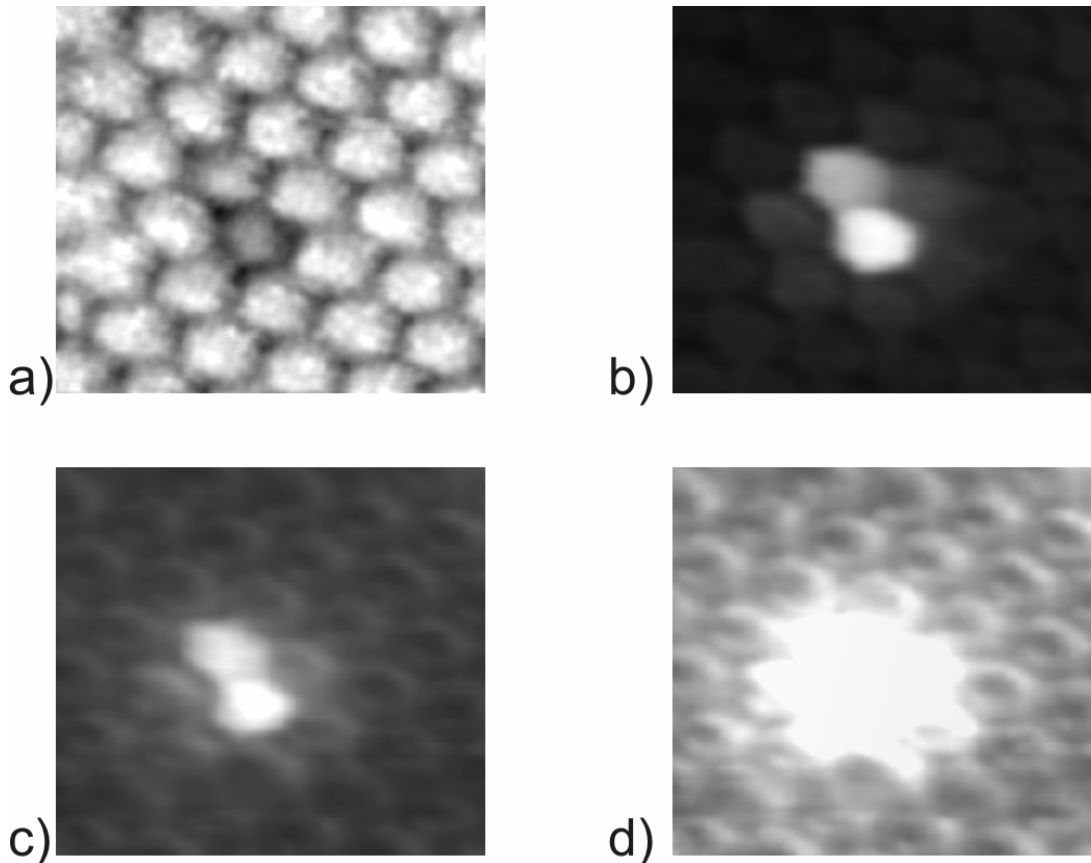


Abb. 87 Feinstruktur im C_{60} :

- a) Topographie an Stelle des irregulären C_{60} ($5 \times 5 \text{ nm}^2$). Die Tunnelspannung an der Spitze beträgt -1.3 eV und der Tunnelstrom 40 pA.
 b) BEEM Strom des Bereichs in a) bei -1.3 V. Die Grauskala variiert von 0.2 pA bis 4 pA.
 c) BEEM Strom des Bereichs in a) bei -2.1 V. Die Grauskala variiert von 0.2 pA bis 4 pA.
 d) BEEM Strom von c) mit geänderter Grauskala. Die Grauskala variiert nun von 0.2 pA bis 1 pA. Das irreguläre C_{60} ist nun gänzlich überzeichnet, man erkennt aber deutlich eine Feinstruktur in jedem regulären C_{60} .

Abb. 87 c) und d) zeigen den gleichen Bereich des BEEM Stroms bei einer Elektronenenergie von 2.1 eV. Um die Feinstruktur im BEEM Strom in Abb. 87 c) sichtbar zu machen, wurde der Kontrast in Abb. 87 d) verstärkt. Jedes reguläre C_{60} zeigt einen Ring. Dieser Ring ist leicht hexagonal deformiert. Die Ringe sind von einander durch einen Bereich mit geringerem BEEM Strom separiert. Das bedeutet, dass das erhöhte BEEM Signal nicht zwischen den Molekülen auftritt sondern auf der äußeren Rand des Moleküls.

In Hinblick auf die zuvor diskutierten BEES Daten, kann man annehmen, dass dieser Ring mit dem LUMO + 1 verknüpft ist. Diese Vermutung wird noch weiter von der Arbeit von (Rogero, 2002) gestützt, der eine ringförmige Struktur durch Aufnahme von Tunnelspektren an jeder Stelle des Moleküls gefunden hat (Energieintervall von 1.2 eV vs. 1.5 eV). Obwohl hier eine Verbindung zum LUMO + 1 nahe liegt, kann sie doch die

gefundene Form nicht erklären. Deshalb sollen hier zwei verschiedene Erklärungsansätze gegeben werden.

Da das C_{60} Molekül innen hohl ist, besitzt es in seinem inneren keine elektrischen Zustände. Durch Projektion der elektronischen Zustandsdichte der Schale des Moleküls auf die Probenoberfläche würde sich ein Ring auf der Oberfläche ergeben. Es wäre also möglich, dass die gefundene Struktur direkt mit dieser Dichte zusammenhängt.

Eine zweite Erklärung ist rein geometrisch. Da der Pfad der Elektronen bei der Injektion in den Rand der Moleküle kürzer ist, führt dies zu einer ringförmigen Struktur des BEEM Stroms.

5.2.3 BEEM PTCDA-Bi/Si

Um mehr über die Transmission von ballistischen Elektronen durch Moleküle zu erfahren, wurde ein zu C_{60} stark unterschiedliches Molekül untersucht. PTCDA ist ein planares Molekül und hat eine rechteckige Form (Forrest, 1997). Es hat ausgeprägte Partialladungen, die aus den stark elektronegativen Anhydridgruppen an den kurzen Molekülenden gegeben sind (Abb. 88).

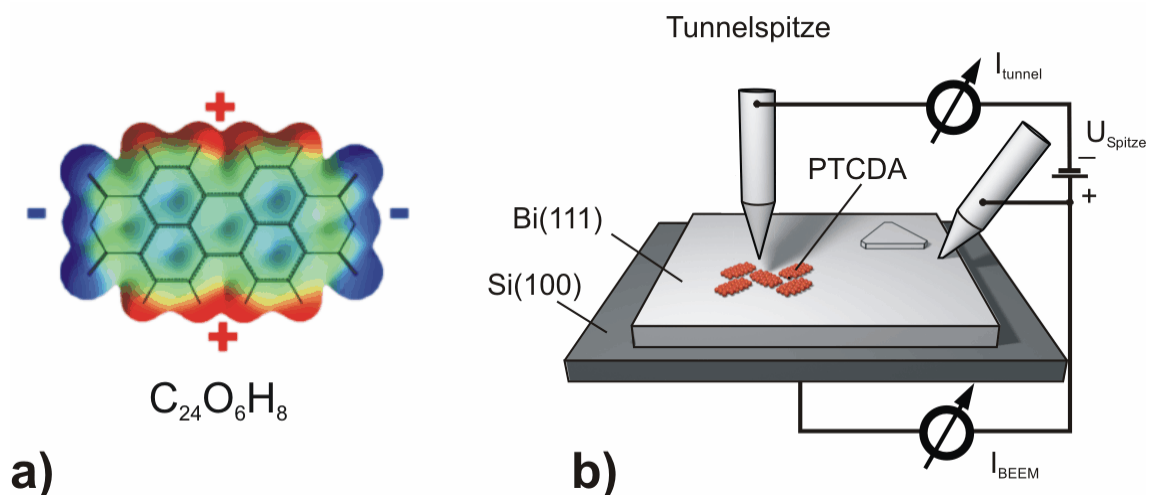


Abb. 88 BEEM an PTCDA:

a) PTCDA (3,4,9,10-Perylen-Tetracarbonsäure-Dianhydrid). Das Molekül ist stark elektronegativ an seinen kurzen Seiten.

b) Experimenteller Aufbau. PTCDA ist ein planares Molekül. Es ordnet sich in einer rechteckigen Einheitszelle an. Die Größe der Einheitszelle beträgt $\sim 1.2 \text{ nm} \times 2.0 \text{ nm}$.

Abb. 89 zeigt, sowohl die Topographie als auch den BEEM Strom einer mit einer halben Monolage PTCDA bedeckten Bi Oberfläche. In der Mitte des Bildes erkennt man eine einzelne Bi Insel, die ein deutliches BEEM Signal besitzt. Das Molekül ordnet sich in der Herringbone-Struktur an (Glöckler, 1998; Chizov, 2000).

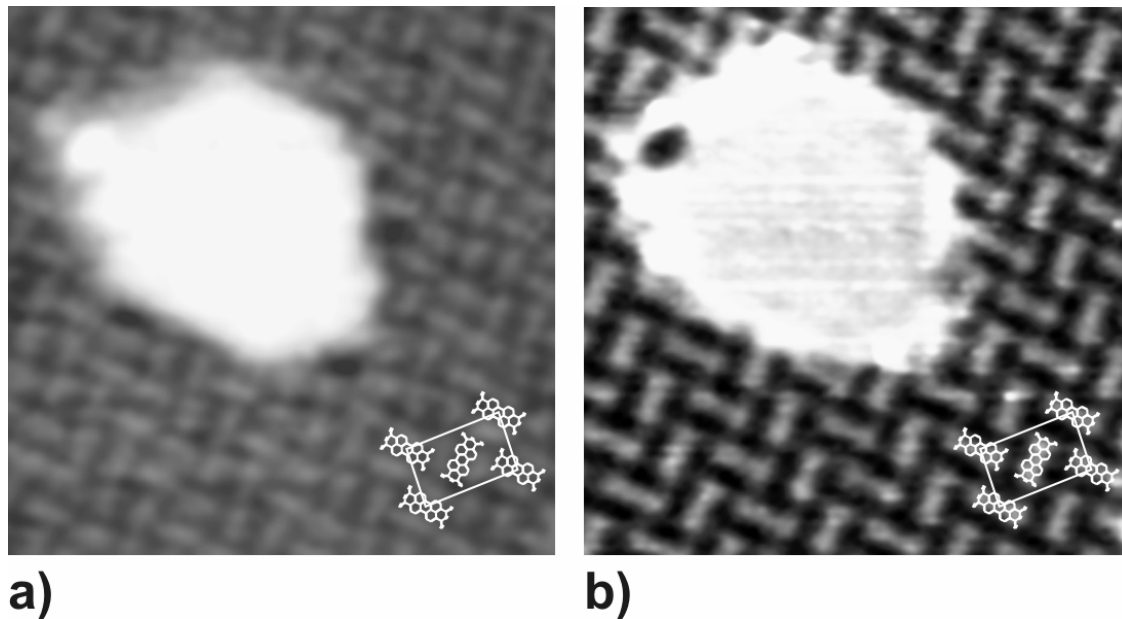


Abb. 89 Topographie und BEEM Strom der PTCDA Moleküle:

a) Topographie einer Lage PTCDA ($9.3 \times 9.3 \text{ nm}^2$). In der Mitte ist eine einzelne Bi-Insel zu sehen. Die Lage der Moleküle ist mit eingezeichnet. Der Tunnelstrom beträgt 40 pA. Die Tunnelspannung an der Spitze beträgt -1.7 V.

b) BEEM Strom einer Lage PTCDA. Die Grauskale variiert von 0.2 pA bis 5.4 pA. Die Bi-Insel hat den höchsten BEEM Strom. Jedes Molekül zeigt ebenfalls ein Signal. Zwischen den Molekülen ist das Signal gering.

Der Inset in Abb. 89 zeigt die Einheitszelle und die Position der Moleküle in der Oberfläche. Die Einheitszelle enthält zwei Moleküle, die gegeneinander um ca. 90° gedreht sind. Die dargestellten Bilder wurden bei einer Elektronenenergie von 1.7 eV aufgenommen. Wie auch im Fall von C_{60} ist der BEEM Strom auf den Molekülen bezogen auf die unbedeckte Bi-Oberfläche um 2% bis 35% reduziert. Im Gegensatz zu den Ergebnissen für C_{60} ändern sich die Ergebnisse für PTCDA im Energieintervall von 0.6 eV bis 2.0 eV nicht als Funktion der Energie (Bobisch, 2007)^{***}.

^{***} Die hier vorgestellten Erklärungsansätze werden von den Arbeiten von (Bobisch, 2007) an PTCDA in weiteren Experimenten gestützt. So zeigt er in seiner Arbeit, dass die Änderung der Orientierung des Si-Substrats [Si(100) oder Si(111)] keinen Einfluss auf das Muster des BEEM Stroms hat. Dies kann man als Indiz sehen, dass die Bandstruktur des Substrats nicht für die Kontrastgebung verantwortlich ist.

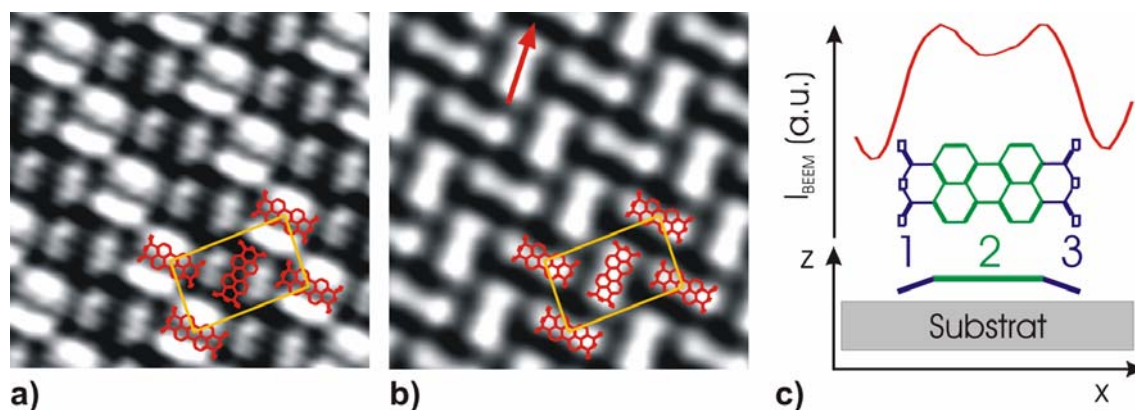


Abb. 90 Detaillierte Darstellung der Topographie und des BEEM Stroms

a) Topographie, erhalten durch Mittelung über die Einheitszellen. Die Lage der Moleküle ist gekennzeichnet.

b) BEEM Strom, erhalten durch Mittelung über die Einheitszellen. Der BEEM Strom ist durch die Moleküle am größten. Zwischen den Molekülen ist der Strom gering.

c) Linienprofil entlang des eingezeichneten Pfeils in b). Der BEEM Strom hat ein Maximum an den Anhydridgruppen an den kurzen Molekül-Enden. Diese Enden binden im Falle von Ag(111) an das Substrat.

Abb. 90 zeigt die Topographie und den BEEM Strom, der durch Mittelung über die Einheitszellen erhalten wurde. Wie man sehen kann, weicht die Struktur im BEEM Strom vollkommen von der Struktur in der Topographie ab. Die Topographie ist durch zwei Maxima an den beiden langen Seiten des Moleküls gegeben. Wie in der Arbeit von (Temirov, 2006) auf Ag(111) gezeigt, können diese Maxima dem LUMO zugeordnet werden. Der höchste BEEM Strom hingegen erfolgt genau auf der Achse zwischen dem LUMO. Dieser Position entspricht, nach (Temirov, 2006), dem LUMO + 1 Zustand. Dieser hat eine starke Kopplung zum Substrat. Bei näherer Betrachtung des Linienprofils in Abb. 90 c) erkennt man, dass das BEEM Signal an den Anhydridgruppen erhöht ist. Dies deckt sich mit den bisherigen Erklärungen zur verbesserten Kopplung des Moleküls zum Substrat. Nach (Hausschild, 2005) binden die PTCDA-Moleküle z.B. an ein Ag(111)-Substrat durch Biegen ihrer Anhydridgruppen hin zur Oberfläche.

5.2.4 Diskussion

Die hier vorgestellten Ergebnisse erlauben die Analyse des elektronischen Transports durch Moleküle mit hoher Auflösung. Wenn die Schottky-Barriere homogen ist, kann sie als effektiver Energiefilter für die ballistischen Elektronen verwendet werden. Die hier vorgestellte Vorgehensweise ähnelt der von Fink et al. (Fink, 1996) vorgestellten

Methode eines „Projektions- Elektronen Mikroskops“, bei dem durch Feldemission Elektronen aus einer Spitze vor einer Probe emittiert werden. Die durch die Probe transmittierten Elektronen werden anschließend mit einem Elektronenvervielfacher verstärkt und abgebildet. Diese Methode verwendet aber Elektronenergien von 20 eV bis 300 eV, wohingegen unsere Elektronenenergien auf den tunnelnden Elektronen beruhen und Elektronenergien von 0.5 eV bis 3 eV verwendet werden. Außerdem handelt es sich in unserem Fall um eine Nah-Feld Methode, die nicht durch Beugung beeinflusst ist.

Die hier vorgestellte Methode lässt sich also als „Raster Nah-Feld Elektronen Mikroskop“ beschreiben, die sich durch ihre hohe laterale Auflösung im submolekularen Bereich und ihren niedrigen Elektronenenergien auszeichnet (Bannani&Bobisch, 2007).

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die verschiedenen mikroskopischen Beiträge des elektrischen Widerstands zum makroskopischen Widerstand in einem elektrischen Leiter untersucht. Dabei wurde der Transport der Elektronen parallel und senkrecht zur Oberfläche betrachtet.

Mit Hilfe der Rastertunnel-Potentiometrie konnte der elektronische Transport parallel zur Oberfläche analysiert werden. Dies erlaubt eine lokale Bestimmung der elektrischen Feldstärke auf der Oberfläche bis in den Subnanometer-Bereich. Als Proben wurden Wismut- und Silberfilme verwendet, die mit einer Dicke von bis zu 20 Monolagen auf einem Silizium-Substrat epitaktisch gewachsen sind.

Für die Wismutfilme ergeben sich als mittlere spez. Filmwiderstände Werte zwischen $34 \cdot 10^{-8} \Omega m$ und $270 \cdot 10^{-8} \Omega m$ ^{§§§}. Diese Werte beschreiben aber nur die globale Eigenschaft des Films.

Ein Vorteil der Rastertunnel-Potentiometrie besteht darin, den mittleren spez. Filmwiderstand in seine Einzelbeiträge zu zerlegen und so die lokalen spez. Widerstände von dem mittleren spez. Filmwiderstand abzutrennen. Ein solcher Einzelbeitrag ergibt sich in den epitaktischen Bereichen im Film. Der spez. Widerstand beträgt in diesen Bereichen zwischen $35 \cdot 10^{-8} \Omega m$ und $83 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Der Anteil der epitaktischen Bereiche am mittleren spez. Filmwiderstand hängt dabei kritisch von der Filmmorphologie ab. Er beträgt in den diskutierten Filmen zwischen 30 % und 80 %.

Weitere wichtige Beiträge zum mittleren spez. Filmwiderstand ergeben sich durch Streuung der Elektronen an Stufen des Silizium-Substrats und an Korngrenzen im Metallfilm. Der spez. Stufenwiderstand beträgt zwischen $(6.6 \pm 4.3) \cdot 10^{-14} \Omega m^2$ und $(8.0 \pm 4.0) \cdot 10^{-14} \Omega m^2$. Multipliziert mit der Stufendichte zeigt sich, dass die Substratstufen in den untersuchten Wismutfilmen mit bis zu 75 % zum Gesamtwiderstand beitragen. Für Streuung an Korngrenzen konnte der spez. Korngrenzenwiderstand angegeben werden, er liegt zwischen $(1.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-14} \Omega m^2$ und $(1.2 \pm 0.6) \cdot 10^{-14} \Omega m^2$. Mit der Korngrenzendichte ergibt sich für die untersuchten Filme ein Beitrag der Korngrenzen am Gesamtwiderstand von bis zu 15 %.

^{§§§} Für die Einzelmessungen ergeben sich relative Fehler bis zu 10%. Die absoluten Werte der spez. Widerstände können aber um bis zu 50 % schwanken, da der systematische Fehler bei der Bestimmung der Stromdichte bis zu 50 % betragen kann.

Für die ebenfalls untersuchten sehr glatten Silberfilmen erhält man einen mittleren spez. Filmwiderstand von bis zu $38 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Für sehr raue Silberfilme wurde hingegen ein mittlerer spez. Filmwiderstand bis zu $408 \cdot 10^{-8} \Omega m$ ermittelt. Dieser setzt sich zu 10 % aus dem spez. Widerstand auf epitaktisch gewachsenen Terrassen zusammen. Der dominierende Beitrag ergibt sich mit bis zu 90 % aus der Streuung der Elektronen an Stufen des Substrats.

Die leitfähige $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ag rekonstruierte Oberfläche ist ein nahezu ideales System zur Untersuchung mit der Rastertunnel-Potentiometrie. Sie ist nur eine atomare Lage dünn, sodass atomare Stufen und Defekte in der Rekonstruktion starke lokale Streuer sind. Der mittlere spez. Widerstand dieser Oberfläche beträgt bis zu $135 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Auf den rekonstruierten Terrassen ist die Leitfähigkeit sehr hoch. Man erhält eine obere Grenze für den spez. Widerstand auf den Terrassen von $14 \cdot 10^{-8} \Omega m$. Dieser Beitrag zum mittleren spez. Widerstand ist aber vernachlässigbar gering. Der Gesamtwiderstand ergibt sich zu mindestens 95 % aus der Streuung der Elektronen an atomaren Substratstufen.

Die Rastertunnel-Potentiometrie ist ebenfalls auf Potentiale sensitiv, die sich durch einen Temperaturunterschied zwischen Spitze und Probe ergeben, der so genannten Thermospannung. Mit den Thermospannungssignalen konnten Verspannungen und Korngrenzen im Inneren des Films aufgedeckt werden. Diese verborgenen Strukturen sind für die traditionelle Rastertunnelmikroskopie üblicherweise nicht zugänglich. Mit der Abbildung der Wismut-Korngrenzen durch die Thermospannung wurde gezeigt, dass die Wismut-Domänen, im Gegensatz z.B. zu Silber, mehrere rekonstruierte Si(100) Terrassen überwachsen.

Für die Analyse des elektronischen Transports senkrecht zur Oberfläche wurde die Ballistische Elektronen Emissions Mikroskopie (BEEM) verwendet. Hierbei werden ballistische Elektronen detektiert, die zunächst einen Metallfilm durchquert und anschließend die Schottky-Barriere zwischen Metallfilm und Halbleiter überwunden haben. Es wurde gezeigt, dass das System Wismut auf Si(100) für BEEM Experimente sehr gut geeignet ist, da der Anteil an ballistischen Elektronen bis zu 7 % des Gesamt-Tunnelstroms beträgt.

Mit dieser Methode wurde der ballistische Transport durch die beiden organischen Moleküle C_{60} und PTCDA untersucht, die zusätzlich auf dem Wismutfilm aufgebracht

wurden. Diese Vorgehensweise unterscheidet sich von bisherigen BEEM Experimenten, in denen nur die Grenzschicht zwischen Metall und Halbleiter betrachtet wurde.

Die spezifischen Pfade der ballistischen Elektronen durch das Molekül konnten erstmalig identifiziert werden. Der Hauptbeitrag im BEEM Strom konnte für beide auf den LUMO + 1 Zustand zurückgeführt werden.

Es wurden einzelne C₆₀ Moleküle identifiziert, bei denen die Transmission der ballistischen Elektronen genauso groß ist wie auf den unbedeckten Wismutbereichen. Diese irregulären Moleküle sind möglicherweise mit Fremd-Atomen dotiert, und besitzen somit eine höhere Leitfähigkeit als reguläre C₆₀ Moleküle.

7 Ausblick

Die Fortführung der Experimente an der $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion scheint viel versprechend. Deshalb sollte man zunächst die Kontaktierung der Rekonstruktion verbessern. Bisher wurde die Rekonstruktion durch das direkte Aufsetzen einer Spitze auf die Oberfläche kontaktiert. Dies lässt sich verbessern, indem man die Spitze nun gezielt auf einen Ag-Kristalliten aufsetzt; Dies ist in Abb. 91 gezeigt. Hierdurch geht man sicher, dass die Rekonstruktion zerstörungsfrei an die Kontaktspitzen elektrisch gekoppelt wird.

Anschließend kann man den mikroskopischen Potentialverlauf auf der Probe genauer untersuchen. Dabei sollte es einen Unterschied machen, ob der Querstrom senkrecht (e_{\perp}^{-}) oder parallel (e_{\parallel}^{-}) zu den atomaren Stufen in der Oberfläche aufgeprägt wird.

Verläuft der Strom senkrecht zu den atomaren Stufen (Abb. 91 b), so sollte der Widerstand maßgeblich durch die Stufen dominiert sein. Verläuft der Strom parallel zu den atomaren Stufen (Abb. 91 c), so sollten die Domänengrenzen stärker zum globalen Widerstand beitragen. Hier zeigen laufende Experimente, dass dies der Fall ist.

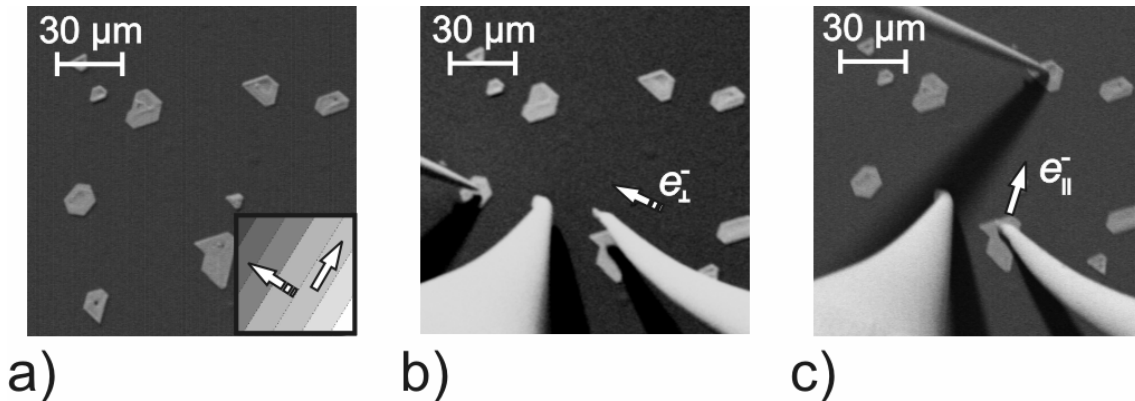


Abb. 91 Unterschiedliche Stromrichtungen:

- a)** Oberfläche vor Kontaktieren der Ag-Kristallite. Der Inset zeigt schematisch die angenommene Ausrichtung der Substrat-Stufen. Dabei wird unterschieden, ob der Querstrom senkrecht, oder parallel zu den Stufen verläuft (siehe Ausrichtung der Pfeile).
- b)** Zwei Spitzen kontaktieren die Ag-Kristallite (links und rechts im Bild) und prägen einen Strom senkrecht zu den Stufen auf. Eine dritte Spitze (unten) misst die Potentialverteilung zwischen den Kontakten.
- c)** Zwei Spitzen kontaktieren die Ag-Kristallite (oben und rechts im Bild) und prägen einen Strom parallel zu den Stufen auf. In diesem Bild wurde die Position der dritten Spitze (unten) nicht geändert. Im vorgeschlagenen Experiment soll die dritte Spitze die Potentialverteilung zwischen den beiden Kontakten messen.

Im Rahmen dieser Experimente sollte geklärt werden, wie sich der Strom beim Übergang von einer Stufe zur nächsten verhält. Es ist bis jetzt noch nicht geklärt, ob der Strom die Stufe in einem Tunnelprozess, wie von Hasegawa et al. angeregt, überwindet oder ob er an der Stufe, in Analogie zu einer linearen Widerstandskette, den Umweg durch das Si-Substrat sucht. Um dies klarzustellen, sollte man die Potentialverteilung an den Stufen mit hoher Auflösung und temperaturabhängig untersuchen.

Weiterhin kann man dem Vorschlag von (Hasegawa, 2000) folgen, und die Leitfähigkeit der $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion erhöhen. Die Leitfähigkeit lässt sich verändern, indem man eine geringe Menge Edelmetalle oder Alkalimetalle (0.01ML) auf die Probe aufdampft. Dies führt zu einer Dotierung der Rekonstruktion mit zusätzlichen Ladungsträgern. Diese reduzieren den elektrischen Widerstand und die Leitfähigkeit wird erhöht. In der anschließenden Untersuchung der Oberfläche mit der Potentiometrie ließe sich dann mehr über den Ursprung der Potentialverteilung auf der Probe erfahren.

Die $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ Ag Rekonstruktion ist ein ideales Testsystem für das mögliche Auftreten des Landauer Widerstands Dipols. Um diesen zu bestätigen sind einige detaillierte Experimente notwendig. Hierzu sollte man eine einzelne Fehlstelle in der Rekonstruktion abbilden und die Potentialverteilung an diesem lokalisierten Defekt auflösen. Die Messung sollte im Idealfall bei tiefen Temperaturen erfolgen, um die

Leitfähigkeit durch das Substrat gänzlich zu unterdrücken. Dieses Experiment ist allerdings schwierig, da die Anforderungen an die Qualität der Rekonstruktion, dem Auflösungsvermögen der Spitze und dem Auflösungsvermögen in der Potentiometrie sehr hoch sind.

Der in dieser Arbeit vorgestellte experimentelle Aufbau eignet sich ebenfalls für Experimente zur Untersuchung der Elektromigration in dünnen metallischen Leiterbahnen. Arbeiten hierzu wurden z.B. von (Stahlmecke, 2006a, 2006b, 2005) durchgeführt. In diesen Arbeiten berichten Stahlmecke et al. unter anderem über die Elektromigration in Ag-Nanodrähten (siehe Kap. 4.3.4), die ab einer Stromdichte von $\sim 10^{12} \text{ A/m}^2$ auftritt.

In eigenen Vorarbeiten ist es bereits gelungen, vergleichbare Ag-Nanodrähte gezielt zu kontaktieren. Diese konnten durch Anlegen einer Spannung und Eintrag eines Querstroms zum Aufschmelzen gebracht werden, was zeigt, dass der Stromfluss durch den Ag-Nanodraht stattgefunden hat (Abb. 92).

Um nun die Arbeiten von Stahlmecke et al. ergänzen zu können, kann man eine dritte Spitze auf dem stromdurchflossenen Draht in Stellung bringen und die Potentialverteilung auf dem Draht ausmessen. Diese Potentiometriemessungen können dann zum besseren Verständnis der Elektromigration beitragen und zeigen, in wie fern die elektrische Feldverteilung auf dem Draht die treibende Kraft für die morphologischen Änderungen ist.

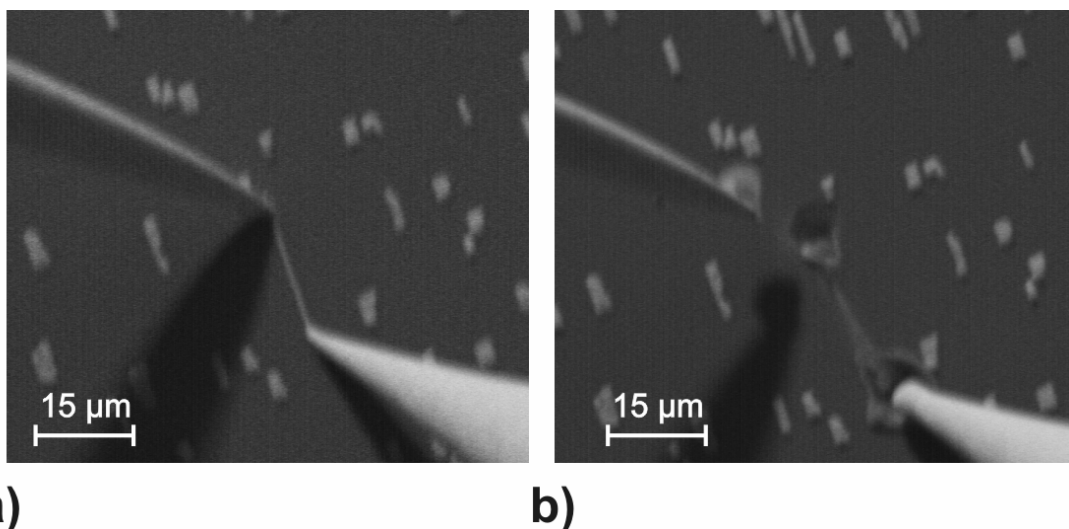


Abb. 92 Kontaktieren der Ag-Nanodrähte:

- a)** Ein Ag-Nanodraht konnte mit zwei Spitzen kontrolliert kontaktiert werden. Der Widerstand zwischen den beiden Spitzen beträgt 32Ω , er wird durch die Zuleitungen zu den Spitzen bestimmt.
- b)** Zerstörung des Nanodrahts, nach einem Stromfluss von 1.05 A durch den Draht. Der Strom hat auch zu einem Aufschmelzen des Si-Substrats geführt.

In der ballistischen Elektronen Emissionsmikroskopie gibt es viele spannende Aspekte, an denen weiter gearbeitet werden kann. So lässt sich jedes beliebige Adsorbat auf die Schottky-Diode aufbringen und in einem BEEM Experiment untersuchen. Bei den Adsorbaten kann es sich um einzelne Atome, Cluster, anorganische oder organische Moleküle bis hin zu Nanopartikeln handeln.

In Hinblick auf die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse lässt sich die Frage nach dem Ursprung des irregulären C_{60} möglicherweise in einem einfachen Experiment klären. Hierzu kann man durch Aufbringen einer geringen Menge an Kalium oder eines anderen Alkali-Metalls eine Dotierung der Oberfläche erreichen. Die Anzahl der irregulären C_{60} müsste mit der Menge der Dotieratome skalieren. Tut sie dies nicht, so müsste der Erklärungsansatz für die irregulären C_{60} verworfen werden.

Eine ganze Klasse neuer Experimente ergibt sich mit der Verwendung eines p-dotierten Substrats anstelle des bisher verwendeten n-dotierten Siliziums. Hierdurch lassen sich ballistische Löcher in die Moleküle injizieren. Dies würde dann über die besetzten Molekülzustände, den HOMO, Aufschluss geben und ein tieferes Verständnis der zugrunde liegenden Prozesse ermöglichen.

8 Literaturverzeichnis

(Altmann, 1993) E. I. Altmann and R. J. Colton, „Determination of the orientation of C₆₀ adsorbed on Au(111) and Ag(111)“, *Phys. Rev. B* **48**, 24 (1993).

(Bannani & Bobisch, 2007). A. Bannani, C. Bobisch, R. Möller, “Ballistic Electron Microscopy of Individual Molecules”, *Science* **315**, (2007).

(Bell & Kaiser, 1988a) W.J. Kaiser, and L.D. Bell, “Direct Investigation of Subsurface Interface Electronic Structure by Ballistic-Electron-Emission Microscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1406 (1988).

(Bell & Kaiser, 1988b) L.D. Bell, and W.J. Kaiser, “Observation of Interface Band Structure by Ballistic-Electron-Emission Microscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2368 (1988).

(Binning & Rohrer, 1982a) G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel, „Tunneling through a controllable vacuum gap“, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 178 (1982).

(Binning & Rohrer, 1982b) G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel, „Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy“, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1 (1982).

(Binning & Rohrer, 1983) G. Binning, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 120–123 (1983).

(Bobisch & Bannani, 2006) C. Bobisch, A. Bannani, M. Matena, R. Möller, „Ultrathin Bi-films on Si(100)“, *Nanotechnology* **18**, 055606 (2007).

(Bobisch, 2007) Ch. Bobisch, „Mikroskopie mit ballistischen Elektronen“, *Ph.D. Thesis*, (2007).

(Bobisch, Matena, Bannani, 2006) gemeinsame Entwicklungsarbeiten im Zeitraum 2004 – 2006 mit Christian Bobisch und Manfred Matena.

(Braun, 1874) F. Braun, „Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle (engl. on the electrical conductivity of sulphides)“, *Pogg. Ann.* **153**, 556 (1874).

(Briner & Feenstra, 1996a) B.G. Briner, R.M. Feenstra, T.P. Chin, J.M. Woodall, “Local transport properties of thin bismuth films studied by scanning tunnelling potentiometry”, *Phys. Rev. B* **54**, 8 (1996).

(Briner & Feenstra, 1996b) B.G. Briner, R.M. Feenstra, T.P. Chin, J.M. Woodall, “Growth and transport properties of thin Bi films on InP(110)”, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 1575-1581 (1996).

(Burke, 2005) S. A. Burke, J. M. Mativetsky, R. Hoffmann, and P. Grütter, „Nucleation and Submonolayer Growth of C₆₀ on KBr”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 096102 (2005).

(Chizov, 2000) I. Chizhov, A. Kahn, G. Scoles, “Initial growth of 3,4,9,10-perylenetetracarboxylic-dianhydride (PTCDA) on Au(1 1 1): a scanning tunnelling microscopy study”, *Journal of Crystal Growth* **208**, 449-458 (2000).

(Dong, 2002) Y. Dong, R.M. Feenstra, R. Hey, K.H. Ploog, „Scanning tunneling potentiometry of semiconductor junctions“, *J. Vac. Sci. Technol. B* **20**, 4 (2002).

(Feenstra, 1987) R.M. Feenstra, J.A. Stroscio, and A.P. Fein, “Tunneling Spectroscopy of the Si(111)2x1 surface”, *Surface Science* **181**, 259-396 (1987).

(Fink, 1991) H. W. Fink, H. Schmid, H. J. Kreuzer, and A. Wierzbicki, „Atomic Resolution in Lensless Low-Energy Electron Holography“, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 12 (1991).

(Forrest, 1997) S. R. Forrest, ”Ultrathin Organic Films Grown by Organic Molecular Beam Deposition and Related Techniques”, *Chem. Rev.* **97**, 1793-1896 (1997).

(Glöckler, 1998) K. Glöckler et al., "Highly ordered structures and submolecular scanning tunnelling microscopy contrast of PTCDA and DM-PBDCI monolayers on Ag(111) and Ag(110)", *Surface Science* **405**, 1-20 (1998).

(Grévin, 2000a) B. Grévin et al., "Local electronic transport in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ thin films studied by scanning tunnelling potentiometry", *Phys. Rev. B* **62**, 13 (2000).

(Grévin, 2000b) B. Grévin et al., "Scanning tunneling potentiometry search for mesoscopic phase separation in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ", *Appl. Phys. Lett.* **80**, 21 (2002).

(Hamers, 1992) R.J. Hamers, „STM on Semiconductors“, *Scanning Tunneling Microscopy I*, Springer Series in Surface Science, **20** (1992).

(Hasegawa, 2000) S. Hasegawa et al., "Surface-State Bands on Silicon –Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag Surface Superstructure–", *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 3815-3822 (2000).

(Hausschild, 2005) A. Hauschild, K. Karki, B. C. C. Cowie, M. Rohlfing, F. S. Tautz, & M. Sokolowski, „Molecular Distortions and Chemical Bonding of a Large π - Conjugated molecule on a Metal Surface“, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 036106 (2005) and A. Hausschild et al. Reply, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 209602 (2005).

(Hoffmann, 1997) D. Hoffmann, A. Haas, T. Kunstmann, J. Seifritz, R. Möller, "Thermovoltage in scanning tunneling microscopy", *J. Vac. Sci. Technol. A* **15**, 3 (1997).

(Hoffmann, 2000) D. Hoffmann, J. Seifritz, B. Weyers, R. Möller, "Thermovoltage in scanning tunneling microscopy", *Jour. Elec. Spect.* **109**, 117-125 (2000).

(Horn-von Hoegen, 1995) M. Horn-von Hoegen, T. Schmidt, M. Henzler, G. Meyer, D. Winau, K.H. Rieder, „Epitaxial layer growth of Ag(111)-films on Si(100)", *Surface Science* **331-333**, 575-579 (1995).

(Huang, 1998) L. Huang, S.J. Chey, J.H. Weaver, „Metastable structures and critical thicknesses: Ag on Si(111)-7x7“, *Surface Science Letters* **416**, L1101-L1106 (1998).

(Ibe, 1990) J. P. Ibe, P. P. Bey, Jr., S. L. Brandow, R. A. Brizzolara, N. A. Burnham, D. P. DiLella, K. P. Lee, C. R. K. Marrian, and R. J. Colton, "On the electrochemical etching of tips for scanning tunneling microscopy", *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 4 (1990).

(Jnawali, 2006) G. Jnawali, H. Hattab, B. Krenzer, and M. Horn-von Hoegen, „Lattice accomodation of epitaxial Bi(111) films on Si(001) studied with SPA-LEED and AFM“, *Phys. Rev. B* **74**, 195340 (2006).

(Janzen, 2006) A. Janzen, B. Krenzer, P. Zhou, D. von der Linde, and M. Horn-von Hoegen, „Ultrafast electron diffraction at surfaces after laser excitation“, *Surface Science* **600**, 4094-4098 (2006).

(Kammler, 2005) M. Kammler and M. Horn-von Hoegen, "Low energy electron diffraction of epitaxial growth of bismuth on Si(111)", *Surface Science* **576**, 56-60 (2005).

(Kirtley, 1988) J.R. Kirtley, S. Washburn, and M.J. Bradey, "Direct measurement of potential steps at grain boundaries in the presence of current flow", *Phys. Rev. Lett.* **60**, 15 (1988).

(Kroto, 1985) H. W. Kroto, J. R. Heath, S.C. O'Brien, R. F. Curl, and R. E. Smalley, "C₆₀: Buckminsterfullerene" *Nature* **318**, 162-163 (1985).

(Kumar, 1990) A. Kumar, O.P. Katyal, "Electrical resistivity of thin bismuth films", *Journal of Material Science: Materials in Electronics* **1**, 51-56 (1990).

(Landauer, 1957) R. Landauer, "Spatial Variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction", *IBM Journal*, (1957).

(Landauer, 1988) R. Landauer, "Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction", *IBM J.Res. Develop.* **32**, 3 (1988).

(Lin, 1994) X.F. Lin, K.J. Wan, and J. Nogammi, "Surface reconstructions in the Ag/Si(001) system", *Phys. Rev. B* **49**, 11 (1994).

(Liu, 1995) Y. Liu, R.E. Allen, "Electronic structure of the semimetals Bi and Sb", *Phys. Rev. B* **52**, 2 (1995).

(Matena, 2005) M. Matena, „Mikroskopie mit ballistischen Elektronen“, *Diploma thesis*, (2005).

(Melmed, 1991) A. J. Melmed, "The Art and science and other aspects of making sharp tips", *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 2 (1991).

(Meyer & Rieder, 1994) G. Meyer, and K.H. Rieder, „Low-temperature scanning tunneling microscopy study of nucleation, percolation, and growth of ultrathin Ag films on Si(111) 7x7", *Appl. Phys. Lett.* **64**, 26 (1994).

(Meyer & Rieder, 1995) G. Meyer, K.H. Rieder, „Low temperature STM study on the growth of ultrathin Ag films on Si(111) 7x7“, *Surface Science* **331-333**, 600-605 (1995).

(Möller, 1989) R. Möller, A. Esslinger, and B. Koslowski, "Noise in vacuum tunnelling: Application for a novel scanning microscope", *Appl. Phys. Lett.* **55**, 25 (1989).

(Möller, 1990) R. Möller, A. Esslinger, and B. Koslowski, "Thermal noise in vacuum scanning tunnelling microscopy at zero bias voltage", *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 1 (1990).

(Möller, 1991) R. Möller, C. Baur, A. Esslinger, and P. Kürz., „Scanning noise potentiometry“, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 609 (1991).

(Möller, 1998) R. Möller, "Thermovoltages in Scanning Tunneling Microscopy", *Scanning Probe Microscopy - Analytical Methods*, Ed. R. Wiesendanger, Springer Verlag, (1998).

- (Mönig, 2005) H. Mönig et al., “Structure of the (111) surface of bismuth: LEED analysis and first-principles calculations”, *Phys. Rev. B* **72**, 085410 (2005).
- (Muralt & Pohl, 1986) P. Muralt and D. Pohl, “Scanning tunneling potentiometry”, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 514 (1986).
- (Nagao, 2000) T. Nagao et al., “Epitaxial Growth of Single-Crystal Ultrathin Films of Bismuth on Si(111)”, *Jpn. Appl. Phys.* **39**, 4567-4570 (2000).
- (Nagao, 2004) T. Nagao et al., “Nanofilm Allotrope and Phase Transformation of Ultrathin Bi Film on Si”, *Phys. Rev. Lett.*, **93** (10), 105501 (2004).
- (Nagao, 2005) T. Nagao et al., “Strong lateral growth and crystallization via two-dimensional allotropic transformation of semi-metal Bi film”, *Surface Science Letters* **590**, L247-252 (2005).
- (Nakayama, 1995) T. Nakayama, S. Watanabe, M. Aono, “Structure and stability of the out-of-phase boundary in a surface superlattice, Si(111)- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ R30°-Ag”, *Surface Science* **344**, 143-148 (1995).
- (Nam, 1995) A. J. Nam, A. Teren, T. A. Lusby, and A. J. Melmed, “Benign making of sharp tips for STM and FIM: Pt, Ir, Au, Pd, and Rh”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**, 4 (1995).
- (Ono, 2007) T. Ono and K. Hirose, “First-Principles study of Electron-Conduction Properties of C₆₀ bridges”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 026804 (2007).
- (Omicron, 2003) Bilder mit freundlicher Erlaubnis von Markus Maier, *Omicron NanoTechnology GmbH*, www.omicron.de
- (Pelz & Koch, 1989) J.P. Pelz, and R.H. Koch, „Extremely low-noise potentiometry with a scanning tunneling microscope”, *Review of Scientific Instruments* **60**, 3 (1989).

(Pelz & Koch, 1990) J.P. Pelz and R.H. Koch, „Tip-related artifacts in scanning tunneling potentiometry” *Phys. Rev. B* **41**, 2 (1990).

(Prietsch, 1995) M. Prietsch „Ballistic-Electron Emission Microscopy (BEEM): Studies of Metal/Semiconductor Interfaces with Nanometer resolution”, *Physics Reports* **253**, 163 (1995).

(Ramaswamy, 1998) G. Ramaswamy et al., ”A study of the spatial variation of electric field in highly resistive metal films by scanning tunneling potentiometry”, *Appl. Phys. A* **66**, 435-439 (1998).

(Rogacheva, 2003) E.I. Rogacheva et al., ”Quantum-size effects in n-type bismuth thin films”, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 16 (2003).

(Rogerio, 2002) C. Rogerio, J. I. Pascual, J. Gómez-Herrero, and A.M. Baró, ”Resolution of site-specific bonding properties of C₆₀ adsorbed on Au(111)”, *J. Chem. Phys.* **116**, 832 (2002).

(Roos, 2005) K. R. Roos et al., “High temperature self-assembly of Ag nanowires on vicinal Si(001)”, *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, S1407-S1414 (2005).

(Sadowski, 2005) J.T. Sadowski et al., “Thin bismuth film as a template for pentacene growth”, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 073109 (2005).

(Sautet, 1991) P. Sautet and C. Joachim, “Calculation of the benzene on rhodium STM images”, *Chemical Physics Letters* **185**, 1 (1991).

(Schad, 1992) R. Schad, S. Heun, T. Heidenblut, M. Henzler, ”Metallic and non metallic conductivity of thin epitaxial silver films”, *Phys. Rev. B* **45**, 19 (1992).

(Schneider, 1998) A. Schneider et al., “Local electronic structure at steps on Au(111) investigated by the thermovoltage in scanning tunneling microscopy”, *Appl. Phys. A* **66**, 161-165 (1998).

(Schneider, 1998) M.A. Schneider, “Rastertunnelmikroskop-Untersuchung der Streuung von Elektronen an Defekten am Beispiel dünner Au-Filme“, *Ph.D. Thesis*, Göttingen (1997).

(Schottky, 1939) W. Schottky, „Zur Halbleitertheorie der Sperrschicht- und Spitzengleichrichter“, *Zeits. f. Physik* **113**, 367 (1939).

(Stahlmecke, 2005) B. Stahlmecke and G. Dumpich, “In-Situ Observation of Electromigration in Gold nanowires”, *Defect and Diffusion Forum* **237-240**, 1163-1167 (2005).

(Stahlmecke, 2006a) B. Stahlmecke et al., “Electromigration in self-organized single-crystalline silver nanowires”, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 053122 (2006).

(Stahlmecke, 2006b) B. Stahlmecke, L. I. Chelaru, F.-J. Meyer zu Heringdorf, and G. Dumpich, “Electromigration in Gold and Single Crystalline Silver Nanowires”, *Proceedings 8th International Workshop on Stress-Induced Phenomena in Metallization*, CP**817**, (2006).

(StØvneng, 1990) J.A. StØvneng and P. Lipavský, “Thermopower in scanning-tunneling-microscope experiments”, *Phys. Rev. B.* **42**, 14 (1990).

(Takahashi, 1988) T. Takahashi et al., ”Study on the Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ - Ag Surface structure by X-Ray Diffraction”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 5 (1988).

(Temirov, 2006) R. Temirov, S.Soubatch, A. Luican, F. S. Tautz, ”Free-electron-like dispersion in an organic monolayer film on a metal substrate”, *Nature* **444**, 350 (2006).

(Tersoff & Hamann, 1983) J. Tersoff and D.R. Hamann, “Theory and Application for the Scanning Tunneling Microscope”, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 25 (1983).

(Tersoff & Hamann, 1983) J. Tersoff and D.R. Hamann, “Theory of the scanning tunnelling microscope”, *Phys. Rev B* **31**, 2 (1985).

- (Thibado, 1994) P.M. Thibado, Y. Liang, D.A. Bonnell, “Scanning tunneling microscope combined with scanning electron microscope for the study of grain boundaries”, *Review of Scientific Instruments* **65**, 10 (1994).
- (Versluijs, 1999) J.J. Versluijs, F. Ott, and J.M.D. Coey, “Potentiometric imaging of (La_{0.7}Sr_{0.3})MnO₃ thin films”, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 8 (1999).
- (von Känel, 1994) H. Sirringhaus, E.Y. Lee, H. von Känel, „Hot Carrier Scattering at interfacial dislocations observed by Ballistic-Electron-Emission Microscopy“, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 577 (1994).
- (Watanabe, 1991) S. Watanabe, M. Aono, M. Tsukada, “Theoretical calculations of the scanning-tunneling-microscopy images of the Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ - Ag surface“, *Phys. Rev. B* **44**, 15 (1991).
- (Wells, 2006) J.W. Wells, J.F. Kallehauge, T.M. Hansen, Ph. Hofmann, “Disentangling Surface, Bulk, and Space Charge-Layer Conductivity in the Si(111)-(7x7)”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, (2006).
- (Yaginuma, 2003) S. Yaginuma et al., „Surface pre-melting and surface flattening of Bi nanofilms on Si(111)-7x7”, *Surface Science* **547**, L877-881 (2003).
- (Yamachika, 2004) R. Yamachika, M. Grobis, A. Wachowiak, and M. F. Crommie, “Controlled atomic doping of a single C₆₀ molecule”, *Science* **304**, 281 (2004).
- (Zangwill, 1988) A. Zangwill, “Physics at surfaces”, *Cambridge University Press*, (1988).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen denjenigen danken, die durch ihre Unterstützung jeglicher Art zu der Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. Rolf Möller danke ich für die Aufgabenstellung, für die Ideen und seiner Unterstützung zur Optimierung des Nanoprobe-RTM. Ich danke ihm, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, auf vielen Tagungen Erfahrungen und wissenschaftliche Kontakte zu sammeln,

Herrn Prof. Dr. A. Wucher für die Übernahme des Koreferats,

Ganz besonders möchte ich Christian Bobisch danken, mit dem ich die ganzen Jahre zusammen gearbeitet habe. Ich bin absolut sicher, dass viele der Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, ohne seine Unterstützung nicht möglich gewesen wären. Und mehr als für alles andere danke ich ihm für die angenehme Arbeitsatmosphäre in dieser Zeit.

Manfred Matena danke ich für die Unterstützung bei den BEEM Experimenten und fürs gute Teamwork,

Stephan Kähle für die unzähligen Mittagspausen, in denen man die Möglichkeit hatte, auch einmal von der Arbeit abzuschalten,

Hatice Karacuban und Markus Fendrich für den vielen Spaß vor, während und nach den Mittagspausen,

Detlef Utzat für die unersetzliche Hilfe bei der Lösung der elektronischen Probleme,

Willy Platz und Helmut Müntz für das technische Geschick und die Lösung unzähliger sonstiger Probleme,

Winfried Langenkamp für die Korrektur dieser Arbeit und die interessanten Anregungen,

Dr. Tobias Kunstmann, Dr. Bastian Weyers und Dr. Thorsten Wagner, für ihre Unterstützung und dafür, dass sie gezeigt haben, dass man nach all diesen Arbeitsjahren auch wirklich seinen Titel bekommen kann,

Dr. Hermann Nienhaus und David Krix für interessante Ideen und ihre Unterstützung, nicht nur bei den BEEM Experimenten,

Allen mechanischen Werkstätten für die Realisierung der meist anspruchsvollen Konstruktionen,

Unseren wissenschaftlichen Hilfskräften,

Meinen „Kollegen“ für die lustige Zeit, für die Ablenkung und Freundschaft,

Meinem Bruder, Meiner ganzen Familie,

Und zum Schluss natürlich meinen Eltern für einfach Alles.

Lebenslauf

Name: Amin Bannani

geboren am: 14.06.1977 in Velbert

Nationalität: deutsch

Familienstand: ledig

Schulbildung:

1983-1985: Grundschule Heiligenhaus

1985-1987: Grundschule Schmachtenberg, Essen-Kettwig

1987-1996: Gymnasium Luisenschule, Essen

Studium:

1997-2001: Studium der Physik, Universität Essen

2001-2002: Diplomarbeit an der Universität Essen

Thema: Untersuchung mehrlagiger Molekülschichten

seit 2002: Wissenschaftlicher Angestellter an der
Universität Duisburg-Essen

April 2007: Promotion

Tätigkeiten:

Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für experimentelle
Physik in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. R. Möller.

Mitarbeit im Sonderforschungsbereich 616,
Teilprojekte C1 und C2.

C1: Ballistische Elektronen Emissionsmikroskopie

C2: Reibung von Leitungselektronen an Grenzflächen

Publikationsliste

A. Bannani, C. Bobisch, R. Möller, “Ballistic Electron Microscopy of Individual Molecules”, *Science* **315**, (2007).

C. Bobisch, A. Bannani, M. Matena, R. Möller, „Ultrathin Bi-films on Si(100)”, *Nanotechnology* **18**, 055606 (2007).

Th. Wagner, A. Bannani, C. Bobisch, H. Karacuban, R. Möller, “The initial growth of PTCDA on Cu(111) studied by STM”, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 056009 (2007).

Th. Wagner, A. Bannani, C. Bobisch, H. Karacuban, M. Stöhr, M. Gabriel, R. Möller, “Growth of 3,4,9,10-perylenetetracarboxylic-dianhydride crystallites on noble metal surfaces“, *Organic Electronics* **5**, pp. 35 -43 (2004).

C. Bobisch, Th. Wagner, A. Bannani, R. Möller, “Ordered binary monolayer composed of two organic molecules: Copper-phthalocyanine and 3,4,9,10-perylene-tetracarboxylic-dianhydride on Cu(111) “,
The Journal of Chemical Physics **119**, pp 9804 – 9808 (2003).

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig ohne fremde Hilfe verfasst und nur die angegebene Literatur und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Amin Bannani

10. Februar 2007